° d'ordre :
1689

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ PARIS_SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES_SCIENCES PHYSIQUES

par

LAYLY Victor-Dominique

DIFFUSION INELASTIQUE DE PROTONS ET DE PARTICULES ALPHA
AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES

Soutenue le 18 Juin 1976 devant la Commission d'Examen

Président M.R. ARVIEU

Rapporteur M. Y. ABGRALL

Examinateurs MM. F. LURÇAT
J. THIRION
R. SCHAEFFER

RSAY
° d'ordre :
1689

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ PARIS_SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES_SCIENCES PHYSIQUES

par

LAYLY Victor-Dominique

DIFFUSION INELASTIQUE DE PROTONS ET DE PARTICULES ALPHA
AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES

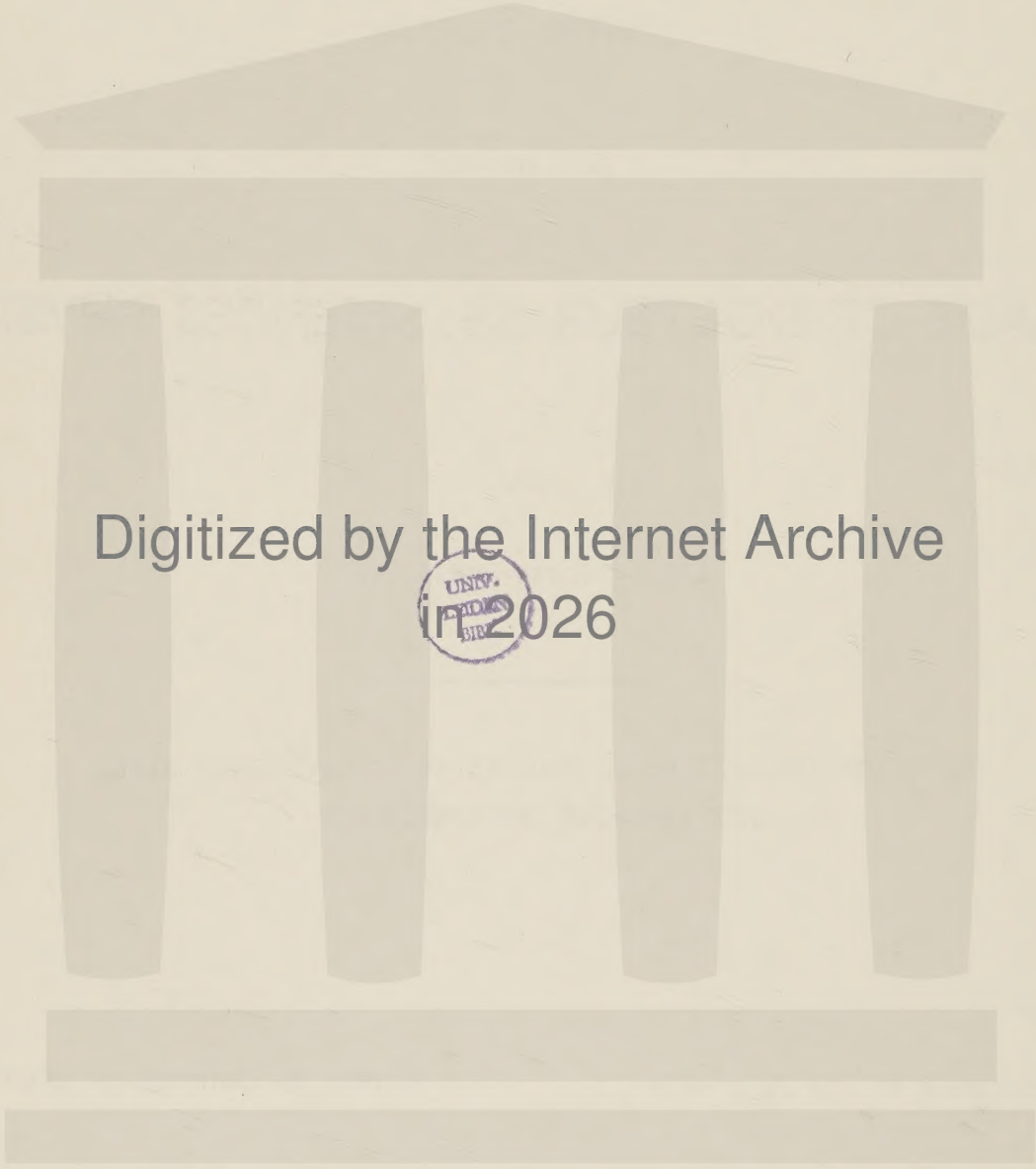
Soutenue le 18 Juin 1976 devant la Commission d'Examen

Président M.R. ARVIEU

Rapporteur M. Y. ABGRALL

Examinateurs MM. F. LURÇAT
J. THIRION
R. SCHAEFFER

Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41548118_0027

REMERCIEMENTS

Je remercie le Commissariat à l'Energie Atomique pour la bourse-thèse qui m'a permis de mener à bien ce travail.

J'ai bénéficié pendant cinq ans de l'hospitalité du Service de Physique Théorique du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay qui a mis à ma disposition un cadre de travail agréable et des moyens de calcul importants. R. Schaeffer a été l'instigateur de ce travail. J'ai largement bénéficié de sa compétence, de ses nombreux conseils, de ses nombreuses suggestions et de ses fréquents encouragements. Je lui suis très vivement reconnaissant de la confiance et de l'amitié qu'il m'a témoignées, ainsi que de la part active qu'il a prise dans ces travaux.

J. Raynal a guidé mon premier travail de recherche et m'a fait profiter de sa profonde expérience de la physique des réactions nucléaires. Je dois aussi beaucoup à ses talents en matière de calcul numérique puisque j'ai utilisé de nombreux sous-programmes, d'une rare qualité, qu'il a mis au point. En fait le code de calcul que j'ai développé est, dans les grandes lignes, une extension du code DWBA70 qui est l'oeuvre de J. Raynal et R. Schaeffer.

Je remercie Monsieur J. Thirion pour l'intérêt qu'il a montré à mon travail et pour ses encouragements. Les travaux expérimentaux effectués sous sa direction au DPh-N/ME de Saclay sont à l'origine de cette thèse. La qualité remarquable des mesures faites à Saclay m'a beaucoup encouragé à explorer ce domaine de la physique.

Monsieur le Professeur R. Arvieu a bien voulu présider ce Jury. Je lui suis très reconnaissant pour l'intérêt qu'il a pris à cette thèse et pour ses encouragements.

J'ai eu de nombreuses discussions avec Monsieur le Professeur Y. Abgrall et j'ai bénéficié de ses suggestions et de ses encouragements. Je lui exprime ma profonde gratitude pour les stimulations que son attention à mon travail m'a procurées. Je le remercie vivement d'avoir accepté de faire partie de ce Jury malgré le déplacement que cela lui imposait.

Monsieur le Professeur F. Lurçat a accepté avec une extrême amabilité d'apporter à ce Jury le point de vue d'un physicien travaillant dans une autre discipline.

Je garderai un très bon souvenir de tous les physiciens du DPh-N/ME, de leur entrain, de leur bonne humeur, et de nombreuses discussions que que j'ai poursuivies avec eux. A tous j'exprime ma profonde sympathie. Parmi eux, j'ai collaboré étroitement avec C. Gustafson et A. Chaumeaux. C. Gustafson m'a aidé à mettre au point des parties délicates du calcul et j'ai largement profité de sa compétence et de son enthousiasme. Je garderai un souvenir impérissable de certaines luttes acharnées que nous menâmes contre l'ordinateur. A. Chaumeaux a poursuivi avec moi un long travail d'analyse des données et de mise au point des calculs, au cours duquel il m'a témoigné une amitié dont je lui suis très reconnaissant.

G. Bruge m'a communiqué les résultats expérimentaux avant publication et m'a prodigué des encouragements aussi pressants que nombreux. J'ai souvent échangé des idées et profité de l'esprit critique de Y. Terrien et J.L. Escudié. J. Bellicard a rassemblé pour moi avec une extrême gentillesse toutes les données de la diffusion d'électrons en sa possession.

J'assure de mon souvenir amical tous les jeunes physiciens du DPh-T qui m'ont apporté leur amitié et leur esprit d'entraide.

Je remercie pour leurs conseils en informatique et leur aide, Mesdames N. Tichit et C. Verneyre, Mademoiselle C. Chevereau et Monsieur J.C. Carré.

Je tiens à exprimer chaleureusement mes sentiments de reconnaissance à Mesdames M. Porneuf et F. Lefèvre pour le soin et la rapidité avec lesquels elles ont assuré la présentation matérielle de cette thèse.

Enfin je dédie ce travail, avec son cortège de joies et de peines à mes parents Lillina et Pierre, à ma soeur Catherine, mon frère Jean, et à mon amie Cécile Dubrana.

INTRODUCTION

La diffusion de protons ou de particules alpha a déjà été utilisée à différentes énergies (1 à 15, 19, 29, 30, 34, 56, 57) (de quelques MeV à plusieurs GeV) afin d'obtenir des renseignements sur les noyaux cibles. Le problème essentiel, qui conditionnait la qualité de l'information obtenue, était de batir une théorie cohérente, pour limiter le nombre de paramètres ajustables, décrivant à la fois la diffusion élastique, inélastique, et si possible pour toute une gamme de projectiles. Ceci est difficile à basse énergie, parce que d'une part la relation entre diffusion élastique et inélastique n'est pas claire, d'autre part l'interaction élémentaire entre deux nucléons n'est pas assez bien connue. Ceci a nécessité tout un travail de phénoménologie pour déterminer empiriquement un certain nombre de constantes ajustables. L'intérêt des projectiles de haute énergie[34,49] est que ces inconvénients sont réduits au mieux.

En effet l'interaction élémentaire, moyennant de faibles corrections, est directement tirée des expériences de diffusion de deux nucléons libres et les théories élaborées à ces énergies[3,5] sont, a priori, de bonnes bases de départ pour décrire à la fois la diffusion élastique et inélastique. Ces théories, cependant, bien que voisines diffèrent les unes des autres, et une analyse critique sérieuse est nécessaire pour pouvoir apprécier leurs conditions de validité. Il est donc nécessaire de comparer en profondeur ces théories et de déterminer avec précision les qualités et les défauts de chacune. Ce travail d'unification a été abordé dans le Chapitre I.

La validité de ces développements[3,5] en termes d'une série de diffusions nucléon-nucléon multiples peut être évaluée en estimant la correction au second ordre, sensible aux corrélations dans les noyaux. Cette correction est calculée en détail dans le Chapitre II où sont rassemblées toutes les formules pratiques.

Le Chapitre III est consacré à l'analyse des expériences de diffusion inélastique[34] de protons à 1 GeV après avoir, auparavant, testé la validité des approximations faites. L'information la plus intéressante est, bien sur, celle relative aux excitations de neutrons, peu connues

car la diffusion d'électrons ne permet d'obtenir de renseignements que sur les protons. La question qui se pose, en effet, est de savoir si les excitations de ces deux types de particules sont comparables, ou très différentes. Le modèle vibrationnel prévoit un rapport N/Z pour les densités de transition. Les modèles microscopiques donnent des valeurs relativement différentes et surtout, ne fournissent aucune raison pour que ces excitations soient dans le rapport précité. Cette question est largement discutée, et le problème de déterminer non seulement l'intensité mais aussi la forme de ces excitations de neutrons est abordé. Entre autres le rôle de l'absorption n'a jamais été établi avec précision et il est nécessaire de le déterminer.

La diffusion de particules α par un noyau nécessite des raffinements des théories existantes[3,5] en raison de la nature composite du projectile. Entre autres, il serait intéressant de savoir si la particule α se comporte comme un agrégat de nucléons ou une particule élémentaire. La précision de la théorie et des expériences[49] laisse espérer une réponse satisfaisante à cette question qui sera discutée dans le Chapitre IV.

La dernière partie, enfin, sera consacrée aux effets de spin. Très peu d'expériences, sensibles au spin du nucléon incident, ont été réalisées jusqu'ici aux énergies étudiées. Il est cependant possible d'obtenir quelques indications et de faire des prédictions, notamment sur la polarisation des particules sortantes.

CHAPITRE I

FORMALISME

1. Généralités

Le problème que l'on se pose est de décrire la diffusion d'une particule (par exemple un proton) par un noyau composé de A nucléons. On supposera que le Hamiltonien du système peut se séparer en deux parties :

$$H = H_o + V \qquad (1)$$

où H_o comprend l'énergie cinétique de la particule incidente et l'énergie interne des fragments ;

V est l'interaction de la particule $\mathcal{P}$ avec le noyau cible $\mathcal{C}$. Nous admettrons toujours que V peut se décomposer en somme de potentiels nucléon-nucléon :

$$V = \sum_{i \in \mathcal{C}} v_i \qquad (2)$$

Si la particule est elle même composite, on écrira :

$$V = \sum_{j \in \mathcal{P}, i \in \mathcal{C}} v_{ij}$$

On démontre [1,2,7] que la description de la réaction est entièrement contenue dans la "matrice T" solution de l'équation de Lippman-Schwinger :

$$T(E) = V + V \frac{1}{E - H_o + i\varepsilon} T(E) \qquad (3)$$

En réalité, il est impossible de résoudre directement cette équation car

- le nombre de degrés de liberté est trop grand,
- les potentiels nucléon-nucléon v_i sont difficiles à traiter correctement dans un problème à A+1 corps, étant donné leur complexité.

On a donc cherché à resommer la série équivalente à l'équation (3) :

$$T = V + V\frac{1}{E - H_0 + i\varepsilon}V + V\frac{1}{E - H_0 + i\varepsilon}V\frac{1}{E - H_0 + i\varepsilon}V + \cdots \qquad (4)$$

de façon à faire apparaître la matrice t de la diffusion à deux corps, qui a l'avantage d'être plus simple et d'être directement reliée à des résultats expérimentaux. Qu'une telle resommation puisse exister et donne une série de termes dépendant de t qui converge rapidement suppose que la particule incidente interagit un grand nombre de fois avec un nucléon jusqu'à faire une diffusion complète avant d'interagir avec un autre nucléon.

Remarquons que cela ne nécessite pas que la longueur d'onde de la particule soit faible devant la distance moyenne entre deux nucléons (comme cela avait été dit quelquefois). Par contre, il faut que l'espace de phase disponible pour les deux nucléons considérés soit suffisamment étendu pour que la restriction due au principe de Pauli (les nucléons qui se diffusent doivent avoir un moment supérieur au moment de Fermi) ait une influence négligeable. C'est pour cette raison que les différentes théories qui réalisent ce programme : exprimer le processus nucléon-noyau en fonction du processus nucléon-nucléon, ne sont valables que si l'énergie de la particule incidente est suffisamment élevée. Il existe essentiellement trois approches du problème :

- la série de Kerman - Mc Manus et Thaler[3] (que nous noterons par la suite K.M.T.)
- la série de Watson[4,1] qui fut historiquement la première
- le modèle de Glauber[5].

Les deux premières sont très voisines, la dernière un peu différente dans ses hypothèses et aussi dans la façon de traiter les approximations.

2. Les diverses théories

Pour comparer les diverses théories[3,4,5] proposées pour décrire la diffusion à moyenne énergie, nous allons nous restreindre ici, pour simplifier l'exposé, à la diffusion élastique. La même discussion peut se faire pour la diffusion inélastique et les expressions correspondantes seront

données dans le paragraphe 4. Bien que, historiquement, ce ne soit pas la première apparue, nous commençons par exposer la théorie de Kerman, Mc Manus et Thaler dont nous ferons l'utilisation la plus extensive.

2.1. La théorie de Kerman, Mc Manus et Thaler (K.M.T.)

L'idée essentielle de cette théorie est d'exprimer la matrice de diffusion T(E) à l'aide de la matrice de diffusion d'un nucléon libre et d'un nucléon lié :

$$\Upsilon = \upsilon + \upsilon G(E) \Upsilon \qquad (5)$$

Utilisant le fait que les états du noyau sont décrits par des fonctions d'onde antisymétrisées, et que l'on néglige l'antisymétrisation du nucléon rapide incident avec ceux de la cible, l'on peut d'abord récrire (3) sous la forme :

$$T(E) = A\upsilon + A\upsilon G(E) T(E) \qquad (6)$$

avec

$$G(E) = \frac{a}{E - H_o + i\varepsilon} = \frac{a}{E - K_o - H_N + i\varepsilon} \qquad (7)$$

a antisymétrise les états de la cible

K_o est l'énergie cinétique du projectile

H_N est le Hamiltonien nucléaire.

En inversant la relation (5), il vient :

$$T'(E) = (A-1)\Upsilon + (A-1)\Upsilon G(E) T'(E) \qquad (8)$$

avec

$$T'(E) = \frac{A-1}{A} T(E) \qquad (9)$$

Introduisons maintenant les opérateurs de projection sur l'état fondamental de la cible P et sur tous les états excités Q ($P + Q = 1$) et cherchons un "potentiel optique" pour la matrice T', c'est-à-dire un opérateur U

tel que :

$$T'_{oo} = U_{oo} + U_{oo} G_{oo}(E) T'_{oo} \tag{10}$$

(l'indice o signifie que l'état initial, l'état final et les états intermédiaires sont le fondamental), donc

$$T' = U + U G P T' \tag{11}$$

En utilisant (8) l'on obtient

$$U(E) = (A-1)T + (A-1) T G(E) Q U(E) \tag{12}$$

L'équation (12) définit le potentiel optique de K.M.T. comme une série :

$$U_{oo}(E,k',k) = (A-1) T_{oo}(k',k) +$$

$$(A-1)^2 \int d^3k'' \sum_{n\neq o} T_{on}(k',k'') G_{nn}(E,k'') T_{no}(k'',k) + \tag{13}$$

$$(A-1)^3 \int d^3k'' \int d^3k''' \sum_{n,m\neq o} T_{on}(k',k'') G_{nn}(E,k'') T_{nm}(k'',k''') G_{mm}(E,k''') T_{mo}(k''',k) + \ldots$$

où

$$T_{no}(k',k) = \int dk'_1 \ldots dk'_A dk_1 \ldots dk_A \, \phi^*_n(k'_1 \ldots k'_A) \phi_o(k_1 \ldots k_A) T(k',k'_1,k,k_1) \tag{14}$$

et

$$G_{nn}(E,k'') = \frac{1}{E - K_o(k'') - E_n + i\varepsilon}$$

L'approximation du "noyau figé"

On fait généralement cette approximation qui consiste à négliger l'impulsion k_1 du nucléon lié devant l'impulsion k du nucléon libre. Utilisant la conservation de l'impulsion $k'+k'_1 = k+k_1$, donc $k'_1 = k-k' = -q$, cette approximation nous conduit à trouver que l'intégrale (14) se factorise :

$$\tau_{no}(k',k) = \tau(k'-k) \langle \phi_n | e^{i(k'-k).r_1} | \phi_o \rangle \qquad (15)$$

d'où finalement :

$$U_{oo}(E,k',k) = \frac{A-1}{A} \tau(k'-k) F_{oo}(k'-k)$$

$$+\left(\frac{A-1}{A}\right)^2 \int d^3k'' \sum_{n\neq o} \tau \frac{(k'-k'') F_{on}(k'-k'') F_{no}(k''-k) \tau(k''-k)}{E - K_o(k'') - E_n + i\varepsilon} + \ldots \qquad (16)$$

Dans cette expression intervient le facteur de forme nucléaire

$$F_{no}(k'-k) = \langle \phi_n | \sum_j e^{i(k'-k).r_j} | \phi_o \rangle \qquad (17)$$

Remarque : L'approximation du noyau figé, qui permet de simplifier l'intégrale (14) et d'aboutir à l'expression (16) du potentiel optique n'est pas une approximation fondamentale de la théorie. Elle permet de simplifier les calculs. Si l'on ne la faisait pas, il faudrait introduire une matrice τ dépendant de deux vecteurs au lieu du seul transfert et on aboutirait à un potentiel optique non local. Nous reviendrons sur ce point au Chapitre II.

L'approximation de fermeture

Cette approximation consiste à remplacer, dans les propagateurs de la série (16) l'énergie de l'état intermédiaire n, E_n, par l'énergie moyenne $\bar{E}$. Dans ce cas, on voit que le deuxième terme de la série (16) fait intervenir le calcul de la somme :

$$\frac{A-1}{A}\sum_{n\neq o} F_{on}(k'-k'')\,F_{no}(k''-k) \qquad (18)$$

Le facteur $\frac{A-1}{A}$ provient du fait que dans le terme de double diffusion (16), les deux matrices successives doivent se rapporter à la diffusion sur deux nucléons différents du noyau cible. L'écriture correcte de l'expression (18) sera donc :

$$\sum_{n\neq o}\langle\phi_o\Big|\sum_j e^{i(k'-k'').r_j}\Big|\phi_n\rangle\langle\phi_n\Big|\sum_{l\neq j} e^{i(k''-k).r_l}\Big|\phi_o\rangle$$

$$=\langle\phi_o\Big|\sum_{j\neq l} e^{i(k'-k'').r_j}\,e^{i(k''-k).r_l}\Big|\phi_o\rangle$$

$$-\langle\phi_o\Big|\sum_j e^{i(k'-k'').r_j}\Big|\phi_o\rangle\langle\phi_o\Big|\sum_{l\neq j} e^{i(k''-k).r_l}\Big|\phi_o\rangle$$

Si on définit la fonction de corrélation à deux corps :

$$C(x,y)=\frac{1}{A(A-1)}\langle\phi_o\Big|\sum_{i\neq j}\delta(x-r_i)\delta(y-r_j)\Big|\phi_o\rangle-\rho(x)\rho(y) \qquad (19)$$

($\rho(x)$ est la densité de matière), il vient

$$\frac{A-1}{A}\sum_{n\neq o} F_{on}(k'-k'')F_{no}(k''-k)=A(A-1)C_{oo}(k'-k'',k''-k) \qquad (20)$$

où $C_{oo}(k'-k'',k''-k)$ est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation (19).

Par conséquent :

$$U_{oo}(k',k)=\frac{A-1}{A}\tau(k'-k)F_{oo}(k'-k)$$

$$+(A-1)^2\int d^3k''\,\frac{\tau(k'-k'')C_{oo}(k'-k'',k''-k)\tau(k''-k)}{E-K_o(k'')-\bar{E}+i\varepsilon}+\ldots \qquad (21)$$

On comprend que le processus dans lequel le noyau est excité par interaction du projectile avec un nucléon et retombe dans l'état fondamental par interaction avec le même nucléon est déjà compris dans la matrice τ . Le processus d'excitation et de retour au fondamental par deux interactions successives avec deux nucléons différents est directement lié à l'existence de corrélations, ce qui est exprimé par la formule (21).

Dans l'approximation de fermeture, le potentiel optique(21) s'exprime donc comme une série dont le terme d'ordre n est proportionnel aux corrélations à n corps. Quand A est grand, on s'attend donc à ce que cette série soit très rapidement convergente.

L'approximation d'impulsion

Elle consiste à remplacer la matrice τ par la matrice t de la diffusion nucléon-nucléon libres.

$$\begin{cases} t = v + v\, g(E)\, t \\ g(E) = \dfrac{1}{E - K_0 - K_1 + i\varepsilon} \end{cases} \qquad (22)$$

K_0 et K_1 sont les énergies cinétiques du nucléon libre et du nucléon lié.

Kerman, Mc Manus et Thaler ont montré que la correction à cette approximation :

$$\Delta\tau = \tau - t = t\{G(E) - g(E)\}t \qquad (22bis)$$

(comparer (22) et (5)) est telle que

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} \sim \frac{\langle K_i \rangle}{E}$$

où $\langle K_i \rangle$ est l'énergie cinétique moyenne des nucléons de la cible. On peut donc écrire, avec la condition $\langle K_i \rangle / E \ll 1$ l'expression habituelle du potentiel optique de K.M.T. :

$$U(k'-k) = \frac{A-1}{A} t(k'-k) F_{oo}(k'-k)$$

$$+ (A-1)^2 \int d^3k'' \frac{t(k'-k'') C_{oo}(k'-k'', k''-k) t(k''-k)}{E - K_o(k'') + i\varepsilon} + \ldots \qquad (23)$$

Le premier ordre de K.M.T.

Pour les noyaux suffisamment lourds, on peut négliger les termes dépendant des corrélations. Il vient alors simplement :

$$U(k'-k) = \frac{A-1}{A} t(k'-k) F_{oo}(k'-k) \qquad (24)$$

soit

$$U(k'-k) = (A-1) t(k'-k) \rho(k'-k) \qquad (25)$$

($\rho(k'-k)$ est la transformée de Fourier de la densité avec la normalisation $\rho(o) = 1$).

Pour simplifier l'exposé, nous n'avons pas explicité la différence entre l'interaction proton-proton et l'interaction proton-neutron. En réalité le potentiel optique au premier ordre pour la diffusion de protons s'écrira :

$$U(k'-k) = \frac{A-1}{A}\left\{ Z t_{pp}(k'-k)\rho^p(k'-k) + N t_{pn}(k'-k)\rho^n(k'-k)\right\} \qquad (26)$$

2,2. La série de Watson[1,4,8]

Partant de nouveau de l'équation (6)

$$T(E) = Av + Av\, G(E)\, T(E)$$

(on suppose comme au point de départ de K.M.T. que l'on peut discerner le nucléon projectile des nucléons de la cible), et de l'équation définissant le potentiel optique :

$$T(E) = U + UG(E)PT(E)$$

(Rappelons que P projette sur l'état fondamental et Q sur les états excités)

on en tire la relation :

$$U = A v + A v G(E) Q U(E) \tag{27}$$

Introduisons alors la matrice de diffusion nucléon-nucléon "modifiée" :

$$\tilde{t} = v + v g(E) Q \tilde{t} \tag{28}$$

A partir de (27) et (28), on obtient

$$U = A \tilde{t} + A \tilde{t} G(E) Q U - \tilde{t} g(E) Q U$$

d'où, définissant

$$G'(E) = G(E) + \frac{1}{A-1} \left\{ G(E) - g(E) \right\} \tag{29}$$

il vient :

$$U = A \tilde{t} + (A-1) \tilde{t} G'(E) Q U \tag{30}$$

L'équation intégrale (30) définissant le potentiel optique de Watson apparaît donc un peu différente de l'équation (12) définissant celui de K.M.T.

Nous examinerons au paragraphe 3 les différences et les analogies entre les deux théories.

2.3. La théorie de Glauber[5]

Cette théorie repose sur deux hypothèses : l'approximation eikonale et l'additivité des déphasages.

L'approximation eikonale

Envisageons le cas de la diffusion nucléon-nucléon à une énergie E, avec un potentiel d'interaction v de portée a .

Si les conditions $\frac{v}{E} \ll 1$ et $ka \gg 1$ (31)

sont satisfaites (k est l'impulsion en unités $\hbar$) on peut négliger le moment longitudinal (parallèle à $\vec{k}_o$, l'impulsion incidente) dans le calcul de la fonction de Green $\frac{1}{E - H_o + i\varepsilon}$. On obtient alors une expression approchée pour la fonction d'onde de diffusion :

$$\Psi(x,y,z) = e^{ikz} e^{-i\frac{k}{2E}\int_{-\infty}^{z} v(x,y,z')\,dz'} \qquad (32)$$

(l'axe z est choisi parallèle à $\vec{k}_o$).

Dans cette approximation, et compte tenu des conditions (31), l'expression approchée de l'amplitude de diffusion s'écrit :

$$f(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}\left\{1 - e^{i\chi(\vec{b})}\right\} d^2b \qquad (33)$$

$\vec{b}$ est le paramètre d'impact, projection de la variable de position relative $\vec{r}$ des deux particules dans le plan perpendiculaire à $\vec{k}_i$

$$\chi(\vec{b}) = -\frac{k}{2E}\int_{-\infty}^{+\infty} v(\vec{b},z)\,dz \qquad (34)$$

est le déphasage eikonal.

La diffusion par un système de A nucléons et l'additivité des déphasages

Si on fait les hypothèses suivantes :

- négliger la vitesse des nucléons de la cible devant celle du projectile (noyau figé pendant le temps de la diffusion)
- supposer que le déphasage dû au potentiel $V = \sum_j v_j$ est la somme des déphasages χ_j dus aux potentiels v_j ,

on peut alors écrire l'amplitude de diffusion nucléon-noyau :

$$\mathcal{F}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle \phi_o | 1 - e^{i\sum_j \chi(\vec{b}-\vec{s}_j)} | \phi_o \rangle d^2b \qquad (35)$$

K est l'impulsion du mouvement relatif nucléon-noyau

Φ_o est l'état fondamental de la cible

$\vec{s}_j$ est la composante dans le plan du paramètre d'impact de $\vec{r}_j$, position du nucléon j.

$\chi(\vec{b}-\vec{s}_j)$ est le déphasage nucléon-nucléon (34) de la diffusion avec le jème nucléon.

L'hypothèse d'additivité des déphasages repose sur le fait que pour chaque collision, la fonction d'onde (32) est encore une bonne approximation de la fonction d'onde vraie dans la région d'espace où s'étend l'interaction $V = \sum_j v_j$, c'est-à-dire en gros le noyau. La distance de validité de la fonction d'onde eikonale étant de l'ordre de ka^2 (a : portée de la force nucléon-nucléon), il faut donc, R étant le rayon du noyau, respecter la condition

$$R \ll k a^2 \tag{36}$$

La formule (35) est la formule de base de la theorie de Glauber.

La série de diffusion multiple

Définissant

$$\Gamma(\vec{b}) = 1 - e^{i\chi(\vec{b})} = \frac{1}{2\pi i k}\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} f(\vec{q})\, d^2\vec{q} \tag{37}$$

il est alors possible de mettre (35) sous la forme familière de la série de diffusion multiple :

$$\mathcal{F}_{oo}(q) = \frac{iK}{(2\pi)}\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle \phi_o | \left\{ 1 - \prod_j \left(1 - \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_j) \right) \right\} | \phi_o \rangle$$

soit

$$\mathcal{F}_{oo}(q) = \frac{iK}{2\pi}\int e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle \phi_o | \left\{ \sum_j \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_j) - \sum_{i\neq j} \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_i)\,\Gamma(\vec{b}-\vec{s}_j) \right.$$

$$\left. + \sum_{i\neq j\neq k} \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_i)\,\Gamma(\vec{b}-\vec{s}_j)\,\Gamma(\vec{b}-\vec{s}_k) \right\} | \phi_o \rangle\, d^2b + \ldots \tag{38}$$

On remarque dans cette série les termes de diffusion simple, double diffusion, triple diffusion,... Notons qu'il n'y a jamais rediffusion sur un nucléon déjà rencontré. C'est une conséquence de l'approximation eikonale et de l'approximation du noyau figé. De plus la série (38) est une série finie, limitée au terme d'ordre A (à cause de la condition $i \neq j \neq k \neq \ldots$) Elle est donc d'autant plus praticable que le noyau-cible est plus léger.

Utilisant la relation (37) dans la série (38), on voit que la série de Glauber s'exprime comme un développement en puissances de l'amplitude nucléon-nucléon $f(\vec{q})$. Notons la similitude avec les développements en puissances de $t(\vec{q})$ de K.M.T. et Watson ($f(\vec{q})$ et $t(\vec{q})$ sont reliés par la relation $f(\vec{q}) = -\frac{(2\pi)^2}{\hbar^2}\frac{m}{2}\, t(q)$). Le fait que cette série ne contient plus comme information que l'amplitude nucléon-nucléon et la densité à A corps fait parfois dire que l'approximation eikonale n'est pas indispensable, puisque l'on est ramené à des données nucléon-nucléon qui peuvent être tirées de l'expérience. Remarquons cependant que l'élément différentiel d^2b dans (38) et le comptage $i \neq j \neq k \neq \ldots$ viennent directement de cette approximation.

La limite optique de Glauber

Quand A est tellement grand qu'il serait difficile de calculer entièrement la série (38), on en utilise une forme simplifiée, la limite optique. Elle est obtenue en supposant que, parmi tous les états intermédiaires possibles dans la série de diffusion multiple, seul le passage par le fondamental est important :

$$\mathcal{F}_{oo}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}\left\{A\langle\phi_o|\Gamma(\vec{b}-\vec{s})|\phi_o\rangle - \frac{A(A-1)}{2}\langle\phi_o|\Gamma(\vec{b}-\vec{s})|\phi_o\rangle^2 + \ldots\right\} d^2b$$

soit

$$\mathcal{F}_{oo}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}\left\{1 - \left[1 - \langle\phi_o|\Gamma(\vec{b}-\vec{s})|\phi_o\rangle\right]^A\right\} d^2b \qquad (39)$$

Si de plus on suppose que $\langle\Phi_o|\Gamma(\vec{b}-\vec{s})|\Phi_o\rangle$ est petit, on obtient finalement :

$$F_{oo}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\vec{q}.\vec{b}}\left\{1 - e^{-A\langle\phi_o|\Gamma(b-s)|\phi_o\rangle}\right\} d^2b \qquad (40)$$

De fait, $\langle\Phi_o|\Gamma(b-s)|\Phi_o\rangle$ est nul pour $b \gg R$ et de l'ordre de a^2/R^2 pour $b < R$.

On peut maintenant définir le potentiel optique pour la diffusion nucléon-noyau. A l'approximation eikonale, l'amplitude s'exprime en fonction du déphasage optique selon la formule (33).

Par conséquent, à partir des éqs.(33) et (40), on déduit :

$$\chi^{opt}(\vec{b}) = iA\langle\phi_o|\Gamma(b-s)|\phi_o\rangle \qquad (41)$$

Combinant ce résultat avec les définitions (34) et (37), on obtient une expression analogue au premier ordre de K.M.T. (25) pour le potentiel optique.

3. Discussion comparée des différentes théories et des approximations.

Toutes les théories que nous avons considérées expriment l'amplitude de diffusion projectile-noyau en fonction de la matrice t nucléon-nucléon (ou de l'amplitude). Dans ce paragraphe, partant de la série "d'impulsions" nous indiquerons le facteur de comptage correct à chaque ordre en t . Au passage, nous montrerons comment on peut obtenir à partir de cette série la limite optique de Glauber.

Nous comparons d'abord la série de Watson et celle de K.M.T. . Nous montrerons jusqu'à quel point ces séries sont équivalentes. Enfin nous donnerons en conclusion une récapitulation des avantages et des inconvénients de chaque théorie.

3.1. La "série d'impulsions"

Considérons le potentiel optique

$$U_{oo} = \langle \phi_o | \sum_j t_j | \phi_o \rangle \qquad (42)$$

t_j est la matrice t de diffusion du nucléon libre et du jème nucléon de la cible. L'expression (42) valable à très haute énergie est égale au premier ordre du potentiel optique de K.M.T. (à un facteur $\frac{A-1}{A}$ près). Elle signifie que l'interaction d'un projectile avec le noyau (celui-ci restant dans l'état fondamental) est entièrement donnée par la série de ses interactions avec le nucléon le plus voisin. Résoudre l'équation de Schrodinger avec ce potentiel revient à calculer la série :

$$T_{opt.}(q) = A\langle \phi_o | t | \phi_o \rangle + A^2 \langle \phi_o | t | \phi_o \rangle G_{oo} \langle \phi_o | t | \phi_o \rangle + \ldots \qquad (43)$$

avec

$$A\langle \phi_o | t | \phi_o \rangle = A\, t(q) \rho_{oo}(q) \qquad \text{(noyau figé)}$$

Le facteur de comptage de cette série est A^n au $n^{ème}$ ordre. Pour obtenir le facteur de comptage correct, il faut soustraire de la série tous les termes où apparaît 2,3,...,n fois consécutivement la diffusion avec le même nucléon.

Par exemple $t_1 G t_1 G t_2 G t_3 \ldots$ contient une série d'interactions v_1 qui est déjà comptée dans le terme de degré inférieur $t_1 G t_2 G t_3 \ldots$ Par contre le terme $t_1 G t_2 G t_1 G t_3 \ldots$ ne contient pas de double comptage et doit être retenu. Eliminant tous les termes redondants, on trouve que le comptage correct est au $n^{ème}$ ordre :

$$A^n - \frac{A}{(A-2)^2}\left(1 - n(A-1)^{n-1} + (n-1)(A-1)^n\right) \qquad (44)$$

Soit, pour les premiers ordres :

$$T = A t_{oo} + A(A-1) t_{oo} G_{oo} t_{oo} + A(A-1)^2 t_{oo} G_{oo} t_{oo} G_{oo} t_{oo} + \ldots$$

(le quatrième ordre est en $A^2(A-1)^2$).

3.2. Comparaison des formalismes de Watson et de K.M.T.

Rappelons les équations du potentiel optique :

$$\text{- K.M.T. :} \begin{cases} U = (A-1)T + (A-1)T\,G(E)\,Q\,U \\ T = v + v\,G(E)\,T \end{cases}$$

$$\text{- Watson :} \begin{cases} U = A\tilde{t} + (A-1)\tilde{t}\,G'(E)\,Q\,U \\ \tilde{t} = v + v\,g(E)\,Q\,\tilde{t} \end{cases}$$

Pour faciliter la discussion, nous adoptons le cadre de l'approximation d'impulsion qui consiste à

- remplacer τ par t (nucléon - nucléon libre) dans K.M.T.
- remplacer $G'(E)$ par $G(E)$ dans Watson.

Dans les deux cas en effet on néglige la contribution des termes du deuxième ordre $t(G-g)t$ qui sont en $1/A$ comparés au deuxième ordre du potentiel optique. Les équations deviennent :

$$\text{- K.M.T.:} \begin{cases} U = (A-1)t + (A-1)t\,G(E)\,Q\,U \\ t = v + v\,g(E)\,t \end{cases} \tag{45a}$$

$$\text{- Watson :} \begin{cases} U = A\tilde{t} + (A-1)\tilde{t}\,G(E)\,Q\,U \\ \tilde{t} = v + v\,g(E)\,Q\,\tilde{t} \end{cases} \tag{45b}$$

Rappelons que dans K.M.T., une fois que l'on a calculé la matrice T' en résolvant l'équation de Schrodinger avec le potentiel U, il faut multiplier le résultat par $\frac{A}{A-1}$ pour obtenir la vraie matrice T . Si on rassemble les équations (45) et (11), on obtient la série :

$$T'_{KMT} = (A-1)t + (A-1)^2 t\,G\,P\,t + (A-1)^2 t\,G\,Q\,t + \ldots$$

(le premier terme est l'approximation de Born, le deuxième représente la première itération de l'équation (11), le troisième terme est le deuxième ordre du potentiel optique,...). On voit que si le troisième terme de la série était $(A-1)^2\, t\, G(P+Q)t$ au lieu de $(A-1)^2\, t\, GQ\, t$ il y aurait un double comptage entre le deuxième et le troisième terme dans la série en t. Donc

$$T'_{KMT} = (A-1)t + (A-1)^2 tGt + \ldots$$

et (46)

$$T_{KMT} = At + A(A-1)tGt + A(A-1)^2 tGtGt + \ldots$$

Nous avons vérifié que la série obtenue par itération de (45a) et de (11) se réarrange pour donner la série (46) avec le facteur de comptage (44) correct jusqu'au troisième ordre inclus (c'est l'utilité du facteur (A-1) qui apparaît dans la définition de U). Le quatrième ordre est en $A(A-1)^3$ alors que le facteur correct serait $A^2(A-1)^2$.

La série de Watson s'écrit, d'après (45b) et (11) :

$$T_W = A\tilde{t} + A(A-1)\tilde{t}G\tilde{Q}\tilde{t} + A^2\tilde{t}G\tilde{P}\tilde{t} + \ldots$$

soit

$$T_W = A\tilde{t} + A(A-1)\tilde{t}G\tilde{t} + A\tilde{t}G\tilde{P}\tilde{t} + \ldots \qquad (47)$$

Se reportant aux définitions (45a) et (45b) de $\tilde{t}$ et t, on trouve que le troisième terme est une correction à $\tilde{t}$ qui redonne t (à des termes d'ordre supérieur près).

Nous avons vérifié que par itération des équations (45b) et (11), la série de Watson obtenue devient par un réarrangement judicieux des différents termes rigoureusement identique , (jusqu'au terme de triple diffusion inclus), à la série (46).

En conclusion, bien qu'apparemment différents, les formalismes de K.M.T. et de Watson conduisent dans la pratique à des séries identiques. De plus, nous avons montré que ces deux théories donnent jusqu'au troisième ordre inclus le facteur de comptage correct dans la série de diffusion multiple.

Il est important de remarquer que dans la théorie de Watson l'approximation $\tilde{t} = t$ conduirait à un mauvais comptage, puisque la correction $\tilde{t} G P \tilde{t}$ dans (47) serait prise en compte deux fois.

Remarque : La série de Glauber ne donne pas le comptage correct dès la triple diffusion puisqu'elle interdit les termes du type $t_i G t_j G t_i$ qui doivent être pris en compte. Nous avons déjà dit que cette erreur est une conséquence de l'approximation eikonale et du noyau figé.

3.3. La limite optique de Glauber

Partant de la série (43) faisons l'approximation eikonale sur chaque fonction de Green G_{oo} .

$$G_{oo}(\vec{r},\vec{r}') = -\frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3\vec{k}\, e^{i\vec{k}\cdot(\vec{r}-\vec{r}')}\,\frac{2M}{\hbar^2}\,\frac{1}{k^2-k_o^2-i\varepsilon}$$

où μ est la masse réduite

k_o est l'impulsion initiale du mouvement relatif

Posant $\vec{k} = \vec{k}_o + \vec{\Lambda}$

$$G_{oo}(\vec{r},\vec{r}') = -\frac{1}{(2\pi)^3}\,\frac{2M}{\hbar^2}\,e^{ik_o(z-z')}\int d^3\vec{\Lambda}\,\frac{e^{i\vec{\Lambda}\cdot(\vec{r}-\vec{r}')}}{\Lambda^2+2\vec{k}_o\cdot\vec{\Lambda}-i\varepsilon}$$

L'approximation eikonale consiste à négliger Λ^2 devant $2\vec{k}_o\cdot\vec{\Lambda}$ (petits transferts), ce qui donne finalement

$$G_{oo}(\vec{r},\vec{r}') = -\frac{iM}{\hbar^2 k_o}\, e^{ik_o(z-z')}\,\delta(\vec{b}-\vec{b}')\,\Theta(z-z') \qquad (48)$$

($\vec{b}$ et $\vec{b}'$ sont les projections de $\vec{r}$ et $\vec{r}'$ sur le plan perpendiculaire à $\vec{k}_o$).

D'autre part si l'on définit la matrice t en représentation $\vec{r}$, on peut écrire

$$t_{oo}(\vec{r}) = \frac{1}{A}\left\langle \phi_o \middle| \sum_j t(\vec{r}-\vec{r}_j) \middle| \phi_o \right\rangle \qquad (49a)$$

et on définit

$$\gamma_{oo}(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} t_{oo}(\vec{b}, z)\, dz \qquad (49b)$$

On peut finalement écrire en utilisant (48) et (49b), et en négligeant le transfert longitudinal (parallèle à k_o) :

$$\langle k_f | t_{oo}\, G_{oo}\, t_{oo} | k_i \rangle = -\frac{i\mu}{2\pi\hbar^2 k_o (2\pi)^3} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \gamma_{oo}^2(\vec{b})\, d^2\vec{b} \qquad (50)$$

De même le terme d'ordre n en t donne :

$$\langle k_f | \underbrace{t_{oo}\, G_{oo}\, t_{oo} \ldots G_{oo}\, t_{oo}}_{n \text{ fois}} | k_i \rangle = \frac{1}{n!}\left(\frac{-i\mu}{k_o\hbar^2}\right)^{n-1} \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \gamma^n(\vec{b})\, d^2\vec{b} \qquad (51)$$

Nous retrouvons alors la limite optique de Glauber en supposant que A est assez grand pour que le facteur de comptage (44) soit approximativement A^n . De (50), (51) et (43) on déduit :

$$T_{opt}(q) = \frac{1}{(2\pi)^3}\, i\frac{\hbar^2 k_o}{\mu} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}\, d^2b \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A^n}{n!} \left(\frac{-i\mu}{\hbar^2 k_o}\right)^n \gamma_{oo}^n(\vec{b}) \right\}$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3}\, \frac{i\hbar^2 k_o}{\mu} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}\, d^2\vec{b} \left\{ e^{-\frac{iA\mu}{\hbar^2 k_o}\gamma_{oo}(\vec{b})} - 1 \right\}$$

d'où l'amplitude de diffusion :

$$F_{oo}(q) = \frac{ik_o}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}\, d^2b \left\{ 1 - e^{-\frac{iA\mu}{\hbar^2 k_o}\gamma_{oo}(\vec{b})} \right\} \qquad (52)$$

Ce qui est bien l'amplitude de diffusion eikonale par le potentiel optique

$$V^{opt}(\vec{r}) = A\gamma_{oo}(\vec{r}) \qquad (53)$$

Notons que cette limite optique a été obtenue par une voie assez différente de celle présentée au paragraphe 1. Les seules hypothèses faites ici ont été, outre le point de départ (42), que A est assez grand et que chaque diffusion dans la série (43) implique un transfert assez petit pour que l'approximation eikonale soit valable.

En fait les conditions de validité de l'additivité des déphasages $R << ka^2$ et de la limite optique $\frac{R}{a} >> 1$ sont rarement satisfaites simultanément. La première l'est le plus souvent pour les noyaux légers, la seconde pour les noyaux lourds. Il est donc intéressant de voir que l'on peut utiliser la limite optique en se passant de l'hypothèse d'additivité des déphasages.

3.4. Avantages et inconvénients des différents formalismes

La théorie de Glauber :

- Ses avantages : Elle permet une bonne compréhension du mécanisme de diffusion. En particulier dans le cas de la diffusion sur des noyaux légers, on peut calculer tous les termes de la série (38).

Dans le cas où l'on possède une description complète de la densité à A corps, on utilise directement la formule (35), ce qui permet d'inclure de fait tous les états intermédiaires et tous les termes de la série (38). Un tel travail a été réalisé récemment par Y. Abgrall, J. Labarsouque et M. Morand pour décrire la diffusion élastique et inélastique de protons de 1 GeV par le ^{12}C [9]. Le fondamental et les états excités les plus bas du carbone sont décrits comme appartenant à des bandes rotationnelles, l'état intrinsèque étant décrit par le modèle α de Brink.

- Ses inconvénients : L'approximation eikonale, qui n'est valable qu'à de petits transferts (mais pour les transferts accessibles dans les expériences actuelles cette approximation reste relativement bonne).

La difficulté de traiter correctement les termes de la force nucléon-nucléon dépendant du spin. Ceci est un inconvénient important, en particulier dans l'analyse de la diffusion inélastique avec excitation d'états où les transitions dues au spin sont importantes.

Nous voudrions surtout insister sur le fait que si la formulation (35) de l'amplitude de Glauber présente des avantages certains qui peuvent, selon le problème auquel on s'intéresse compenser largement les inconvénients des approximations faites, ceci n'est plus vrai pour la limite optique dont le seul avantage reste sa simplicité.

La théorie de K.M.T. :

- Ses avantages : Elle permet de s'affranchir de l'approximation eikonale. Une fois le potentiel optique déterminé, on résout l'équation de Schrödinger avec autant d'ondes partielles qu'il est nécessaire. Nous verrons plus loin que dans les calculs pratiques on introduit des approximations qui ne sont justifiées qu'à petit transfert. Mais ces approximations ne sont pas fondamentales et peuvent être levées éventuellement.

La série du potentiel optique converge très rapidement. Feshbach et Lambert ont montré que même dans le cas de la diffusion (p, ^{4}He) le deuxième ordre dû aux corrélations est déjà petit[10].

- Ses inconvénients : Difficulté de traiter avec précision les processus à deux étapes (diffusion via un ou plusieurs états excités). Un tel traitement nécessite la résolution d'un système d'équations différentielles couplées (ce qui est difficile numériquement mais pas impossible).

La théorie de Watson :

Ses avantages sont les mêmes que ceux de la théorie de K.M.T. . L'inconvénient de cette série par rapport à K.M.T. est que pour garder la même précision que K.M.T., on doit utiliser la matrice $\tilde{t}$ (28) au lieu de t . Or $\tilde{t}$ est difficile à calculer, alors que t est une donnée expérimentale.

Nagarajan, Wang, Ernst et Thaler[8] ont montré que l'erreur faite en remplaçant $\tilde{t}$ par t dans la diffusion de protons décroît quand l'énergie et la masse de la cible augmentent. Mais elle est toujours sensible pour des énergies allant de 90 MeV à 1 GeV et des noyaux tels que ^{4}He, ^{12}C, ^{40}Ca .

4. La diffusion inélastique

Les conditions de validité des différentes théories de diffusion multiple et les approximations qui sont discutées dans les paragraphes précédents sont également valables pour la diffusion inélastique. C'est un aspect important de la diffusion à moyenne énergie que le traitement des processus inélastiques n'implique pas d'approximation supplémentaire par rapport au problème de la diffusion élastique (ce qui n'est pas le cas à basse énergie).

Nous présentons ici l'amplitude de diffusion inélastique de Glauber et sa limite optique parce que cette théorie a été utilisée par de nombreux auteurs (par exemple refs.9,11,12). D'autre part, nous l'utilisons dans certaines discussions qualitatives au Chapitre III. Mais nous porterons essentiellement notre attention sur la matrice T de la diffusion inélastique de K.M.T. et nous discuterons ses analogies et ses différences avec l'approximation de la DWBA à basse énergie.

4.1. La théorie de K.M.T.

Reprenons les équations (11) et (12) qui définissent la matrice T' et le potentiel optique. Il vient, en prenant l'élément de matrice entre le fondamental et l'état excité :

$$T'_{no} = U_{no} + U_{no} G_{oo} T'_{oo} \tag{54}$$

Nous remarquons que dans l'expression (54) apparaît l'onde distordue de la voie initiale. En effet, par définition[1,2,7]

$$\langle \vec{k}' | T'_{oo} | \vec{k} \rangle = \langle \vec{k}' | U_{oo} | \chi^+_{\vec{k}} \rangle$$

et en utilisant la relation (10)

$$\langle \vec{k}' | U_{oo} + U_{oo} G_{oo} T'_{oo} | \vec{k} \rangle = \langle \vec{k}' | U_{oo} | \chi^+_{\vec{k}} \rangle$$

Par conséquent :

$$\left(1 + G_{oo} T'_{oo}\right) | \vec{k} \rangle = | \chi^+_{\vec{k}} \rangle \tag{55}$$

et on peut écrire :

$$T'_{no} \left| \vec{k} \right\rangle = U_{no} \left| \chi^{+}_{\vec{k}} \right\rangle \tag{56}$$

De même on peut définir l'onde distordue entrante par

$$\left\langle \vec{k}' \right| T'_{oo} \left| \vec{k} \right\rangle = \left\langle \chi^{-}_{\vec{k}'} \right| U_{oo} \left| \vec{k} \right\rangle$$

et comme précédemment on obtient :

$$\left\langle \chi^{-}_{\vec{k}'} \right| = \left\langle \vec{k}' \right| \left(1 + T'_{oo} G_{oo} \right) \tag{57}$$

ou encore, en utilisant (10) :

$$\left\langle \chi^{-}_{\vec{k}'} \right| = \left\langle \vec{k}' \right| \frac{1}{1 - U_{oo} G_{oo}} \tag{58}$$

Explicitons maintenant dans la relation (56) U_{n_o} par son équation intégrale (12) :

$$U_{no} = (A-1) T_{no} + (A-1) T_{nn} G_{nn} U_{no}$$

$$+ (A-1) \sum_{\substack{m \neq n \\ m \neq o}} T_{nm} G_{mm} U_{mo}$$

Par une manipulation triviale, cette équation se ramène à :

$$U_{no} = \frac{1}{1 - (A-1) T_{nn} G_{nn}} \left\{ (A-1) T_{no} + (A-1) \sum_{\substack{m \neq n \\ m \neq o}} T_{nm} G_{mm} U_{mo} \right\} \tag{59}$$

Rassemblant les résultats (56), (58) et (59) on peut écrire

$$\left\langle \vec{k}' \right| T'_{no} \left| \vec{k} \right\rangle = \left\langle \chi^{-}_{\vec{k}'} \right| W'_{no} \left| \chi^{+}_{\vec{k}} \right\rangle \tag{60}$$

et passant de T' à T :

$$\left\langle \vec{k}' \right| T_{no} \left| \vec{k} \right\rangle = \left\langle \chi^{-}_{\vec{k}'} \right| W_{no} \left| \chi^{+}_{\vec{k}} \right\rangle \tag{61}$$

où : χ^+ est l'onde optique distordue par le potentiel optique U_{oo} (à tous les ordres)

χ^- est l'onde optique de la voie finale distordue par le potentiel optique au premier ordre $(A-1)\tau_{nn}$

W_{no} , l'opérateur de transition est donné par une série analogue à celle du potentiel optique :

$$W_{no} = A\tau_{no} + A(A-1)\sum_{\substack{m\neq n \\ m\neq o}} \tau_{nm} G_{mm} \tau_{mo} + \cdots \qquad (62)$$

Si nous adoptons, comme pour la diffusion élastique, l'approximation d'impulsion, nous obtenons que l'expression (61) de la matrice T correspondant au premier ordre de K.M.T. devient :

$$\langle \vec{k}' | T_{no} | \vec{k} \rangle = \langle \chi^-_{\vec{k}'} \phi_n | \sum_{j=1}^{A} t_j | \phi_o \chi^+_{\vec{k}} \rangle \qquad (63)$$

Nous reviendrons plus loin sur l'analogie remarquable de cette expression avec la formule de la DWBA utilisée à basse énergie.

L'expression (63) de T est souvent appelée formule de la DWIA.

4.2. La théorie de Glauber

L'amplitude de diffusion inélastique est donnée par la formule analogue à (35) :

$$\mathcal{F}_{no}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle \phi_n | \left\{ 1 - e^{i\sum_j \chi(\vec{b}-\vec{s}_j)} \right\} | \phi_o \rangle d^2b \qquad (64)$$

La série de diffusion multiple s'écrit de même formellement (37),(38)

$$\mathcal{F}_{no}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle \phi_n | \left\{ A\Gamma - \frac{A(A-1)}{2}\Gamma^2 + \frac{A(A-1)(A-2)}{3}\Gamma^3 + \cdots \right\} | \phi_o \rangle d^2b \qquad (65)$$

Remarquons[12,3] que les éléments de matrice diagonaux d'un opérateur à un corps sont beaucoup plus grands que les éléments de matrice non

diagonaux, c'est-à-dire :

$$\langle \phi_o | \sum_j \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_j) | \phi_o \rangle \sim \langle \phi_n | \sum \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_j) | \phi_n \rangle \gg \langle \phi_n | \sum_j \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_j) | \phi_o \rangle$$

on en déduit qu'en insérant tous les états intermédiaires possibles dans la série (65), une bonne approximation est de retenir seulement $|\Phi_n\rangle$ et $|\Phi_o\rangle$, ce qui nous conduit au résultat :

$$\mathcal{F}_{no}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} A \langle \phi_n | \Gamma(\vec{b}-\vec{s}) | \phi_o \rangle \times \left[1 - \langle \phi_o | \Gamma(\vec{b}-\vec{s}) | \phi_o \rangle\right]^{A-1} d^2b \qquad (66)$$

Dans la limite où A est grand, on reconnaît dans l'intégrand le déphasage optique $\chi^{opt}(\vec{b})$ (41) et on obtient finalement :

$$\mathcal{F}_{no}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} A \langle \phi_n | \Gamma(\vec{b}-\vec{s}) | \phi_o \rangle e^{i\chi^{opt}(\vec{b})} d^2b \qquad (67)$$

Rappelons que $\Gamma(\vec{b})$ est à un coefficient près la transformée de Fourier de la matrice t nucléon-nucléon. Si l'on se souvient de l'expression (32) de la fonction d'onde eikonale, on voit que la limite optique de Glauber présente une analogie remarquable avec la formule de la DWIA.

4.3. Comparaison avec la formule de la DWBA à basse énergie

Rappelons la formule utilisée extensivement dans la description de la diffusion inélastique à basse énergie :

$$\langle \vec{k}' | T_{no} | \vec{k} \rangle = \langle \chi^-_{\vec{k}'} \phi_n | \sum_{j=1}^{A} v_j | \phi_o \chi^+_{\vec{k}} \rangle \qquad (68)$$

Dans le but de comparer la validité de cette approximation à celle de la DWIA (63), indiquons brièvement les étapes et les approximations qui permettent de l'obtenir. L'idée étant de résoudre l'équation (1) par perturbation, on définit un potentiel moyen U_{oo} et la fonction d'onde

distordue correspondante $\chi^{\pm}$. La fonction d'onde distordue vraie est solution de l'équation

$$\left(H_o + V - E\right)\phi_o \Psi^+ = 0 \qquad \left(V = \sum_{j=1}^{A} v_j\right)$$

soit :

$$\left(H_o + U_{oo} + V - U_{oo} - E\right)\phi_o \Psi^+ = 0$$

tandis que la fonction d'onde χ^+ est solution de :

$$\left(H_o + U_{oo} - E\right)\phi_o \chi^+ = 0$$

La comparaison de ces deux dernières équations nous conduit à utiliser la propriété formelle de la matrice T (dite formule à deux potentiels)[2] :

$$\langle k' | T_{no} | \vec{k} \rangle = \langle \vec{k'} | T_{no}^{opt} | \vec{k} \rangle + \langle \chi^- \phi_n | V - U_{nn} | \phi_o \Psi^+ \rangle \qquad (69)$$

(où T^{opt} est la matrice T de la diffusion par le potentiel U_{oo}).

Maintenant le potentiel optique U_{oo} est choisi de façon à reproduire toute la diffusion élastique, c'est à dire

$$T_{oo}^{opt} = T_{oo} \qquad \text{et} \qquad T_{no}^{opt} = 0 \qquad (70)$$

Par conséquent

$$\langle \vec{k'} | T_{no} | \vec{k} \rangle = \langle \chi^- \phi_n | V - U_{nn} | \phi_o \Psi^+ \rangle \qquad (71)$$

Remarquant que la deuxième des conditions (70) implique

$$\langle \chi^- \phi_n | U_{nn} | \phi_o \Psi^+ \rangle = 0$$

on obtient finalement :

$$\langle \vec{k'} | T_{no} | \vec{k} \rangle = \langle \chi^- \phi_n | V | \phi_o \Psi^+ \rangle \qquad (72)$$

L'approximation de la DWBA (68) consiste à traiter au premier ordre le développement perturbatif en puissances de $V - U_{oo}$. C'est pourquoi on remplace dans (72) la fonction d'onde vraie ψ^+ par la fonction d'onde χ^+. L'opérateur de transition n'est donc pas rigoureusement Σv_j mais contient des corrections aux ordres supérieurs en $V - U_{oo}$. Ceci est illustré par le fait que pour reproduire les distributions angulaires de diffusion inélastique de protons à basse énergie on est obligé d'introduire un opérateur de transition qui contient une partie imaginaire[14]. Cette correction rend compte des processus à plusieurs étapes dans le développement de ψ^+ . Dans la pratique on ne sait pas faire mieux que de la relier au potentiel optique par un modèle, en introduisant par exemple un facteur de forme imaginaire donné par le modèle vibrationnel.

D'autre part, le potentiel nucléon libre - nucléon lié que l'on doit utiliser est mal connu.

Le mérite de la DWIA à moyenne énergie est de tenir compte des corrections dues aux processus à plusieurs étapes en utilisant la matrice t au lieu de v . Ce point sera développé au Chapitre II. De plus on sait qu'utiliser la matrice t de la diffusion nucléon - nucléon libre est une bonne approximation, compte tenu de l'énergie. On sait éventuellement calculer la correction (22b) pour obtenir la matrice τ.

Nous avons donc une description cohérente du potentiel optique et de l'opérateur de transition dans laquelle la donnée expérimentale est t et les quantités à déterminer par la diffusion élastique et inélastique sont les fonctions d'onde de l'état fondamental et des états excités.

CHAPITRE II

APPLICATIONS DETAILLEES DU FORMALISME DE K.M.T.

Nous allons examiner dans ce chapitre un certain nombre de questions pratiques.

Le premier ordre de Kerman, Mc Manus et Thaler, que l'on espère être une bonne approximation pour décrire la diffusion inélastique de protons de 1 GeV par des noyaux moyens ($A \geq 40$) sera d'abord considéré en détail. L'analogie de la formule de K.M.T. au premier ordre (DWIA) avec la DWBA conduit à transcrire ce problème en termes accessibles à un programme numérique de DWBA. La mise en oeuvre pratique des calculs nécessite certaines approximations (amplitude sur couche, localité des potentiels, traitement de la cinématique, ...) qui sont discutées dans ce chapitre. Le passage à un problème dans l'espace des coordonnées permet une discussion plus facile de la physique (par exemple l'absorption est difficile à imaginer dans l'espace des impulsions). Le traitement des ondes optiques et la description des états nucléaires sont ensuite présentés. Enfin, il est proposé dans la deuxième partie du chapitre une estimation du deuxième ordre de K.M.T. Les applications numériques et la discussion des paramètres sont réservées aux chapitres suivants.

1. L'amplitude nucléon-nucléon

L'amplitude de diffusion (sur couche) de deux particules de spin 1/2 exprimée dans le centre de masse est, de la façon la plus générale[3,10,13] :

$$f_{c.m}(\vec{k}',\vec{k}) = A(\vec{q}) + B(\vec{q})\,\sigma_1.\sigma_2 + C(\vec{q})\,\vec{Q}\wedge\vec{q}\cdot(\sigma_1+\sigma_2) + D(\vec{q})\,\sigma_1.\vec{Q}\,\sigma_2.\vec{Q} + E(\vec{q})\,\sigma_1.\vec{q}\,\sigma_2.\vec{q} \qquad (1)$$

(il existe un sixième invariant $F(\vec{q})\vec{q}.\vec{Q}(\sigma_1.\vec{q}\,\sigma_2.\vec{Q} + \sigma_1.\vec{Q}\,\sigma_2.\vec{q})$ qui est nul sur couche).

Lors des mesures, la variable naturelle de $f_{c.m}(\vec{k}',\vec{k})$ est l'angle

de diffusion $\theta_{c.m}$ des deux particules. Lorsque l'amplitude est "sur couche" ($k'^2 = k^2$), on a $\vec{q}.\vec{Q} = 0$, $|\vec{q}| = 2k \sin(\theta_{c.m}/2)$, $|\vec{Q}| = k \cos(\theta_{c.m}/2)$, et il est possible de considérer la dépendance en θ comme une dépendance en q, soit en Q. Ceci est une hypothèse importante si l'on veut utiliser cette amplitude hors couche lorsque A,B,C,D,E dépendent séparément des deux variables $\vec{q}$ et $\vec{Q}$. En ce sens (1) est une hypothèse très forte, quoique raisonnable.

Lorsque l'on veut utiliser l'amplitude (1) dans l'approximation de la DWIA (I,63) pour l'opérateur de transition et le potentiel optique (I,25), on doit traiter correctement le problème de la cinématique. Il faut d'une part transformer cette amplitude en matrice t, d'autre part passer du référentiel du centre de masse nucléon-nucléon à celui du centre de masse nucléon-noyau.

Nous utilisons dans cette transformation la cinématique relativiste. (Dans ce qui suit nous indicerons c.m. ce qui est relatif au centre de masse nucléon-nucléon et C.M. ce qui est relatif au centre de masse nucléon-noyau).

La relation qui donne la matrice t en fonction de l'amplitude est :

$$t_{cm}(q) = -\frac{(\hbar c)^2}{(2\pi)^2} \frac{e_1 + e_2}{e_1 e_2} f_{cm}(q)$$

(la formule non relativiste est $t_{c.m}(q) = -\frac{(\hbar c)^2}{(2\pi)^2} \frac{m_1+m_2}{m_1 m_2} f_{c.m}(q)$).

Nous utilisons d'autre part la matrice t invariante [1] :

$$\sqrt{e'_1 e'_2}\, t_{cm}(q) \sqrt{e_1 e_2} = \sqrt{E'_1 E'_2}\, t_{CM}(q) \sqrt{E_1 E_2}$$

qui devient sur couche

$$e_1 e_2\, t_{cm}(q) = E_1 E_2\, t_{CM}(q)$$

$e_1 = e_2 = e$, E_1 , E_2 sont les énergies des deux nucléons dans les deux systèmes (c.m. et C.M.). De ce qui précède on tire la relation :

$$t_{CM}(q) = -\frac{(\hbar c)^2}{(2\pi)^2} \frac{2e}{E_1 + E_2} f_{cm}(q) \qquad (2)$$

Notons que l'amplitude nucléon-nucléon n'est jamais à la fois sur la couche en énergie dans le référentiel c.m. et dans le référentiel C.M. . Cependant l'estimation (2) reste bonne dans la limite des transferts atteints dans les expériences actuelles.

Il est en effet possible d'estimer la sortie de couche. Notons T_L l'énergie cinétique du projectile dans le laboratoire et m la masse du nucléon.

La vitesse relative des deux référentiels exprimée en unités c est :

$$\beta = \sqrt{T(T+2m)}\left\{\frac{1}{T+2m} - \frac{1}{T+(A+1)m}\right\} \qquad (3)$$

Connaissant β et $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, on fait la transformation de Lorentz sur $\vec{k}$ et $\vec{k}'$ et on obtient

$$\frac{k'^2_{CM} - k^2_{CM}}{k^2_{CM}} = \frac{q^2_{cm}}{k^2_{CM}}\left\{1 - \gamma + \gamma^2\beta\,\frac{\sqrt{m^2+k^2_{cm}}}{k_{cm}}\right\} \qquad (4)$$

(m est en fm^{-1} dans cette dernière formule).
Une application numérique dans le cas de la diffusion de protons de 1 GeV sur le ^{40}Ca donne

$$\frac{k'^2_{CM} - k^2_{CM}}{k^2_{CM}} = 0{,}02\, q^2_{cm} \simeq 0{,}02\, q^2_{CM}$$

Dans cette expérience le transfert maximal atteint est de l'ordre de 2,5 fm^{-1} , mais on est déjà dans le domaine de la diffusion multiple. En fait le transfert maximal pour une diffusion nucléon-nucléon est de l'ordre de 1 fm^{-1} , ce qui donne une sortie de couche de 2% .

Explicitant la formule (2) en faisant l'approximation que les nucléons sont en moyenne immobiles dans le noyau (ce qui revient à négliger des termes d'ordre 1/A) dans le calcul de E_2 , on trouve le facteur cinématique η :

$$t_{CM}(\vec{q}) = \eta\, f_{cm}(\vec{q}) \qquad (5)$$

avec

$$\eta = -\frac{(\hbar c)^2}{(2\pi)^2}\,\frac{1}{E_L}\,\frac{1+\frac{2A}{A^2+1}}{1+\frac{2A}{A^2+1}\left(\frac{E_L}{m}+\frac{m}{E_L}\right)}\,\frac{k_L}{k c_m} \qquad (6)$$

Dans cette formule :

- E_L est l'énergie du projectile dans le laboratoire ($E_L = T_L + m$)
- k_L est l'impulsion du projectile dans le laboratoire

On trouve

$$\frac{k_L}{k_{cm}} = 2\sqrt{1+\frac{T_L}{2m}} \qquad (7)$$

Si le projectile n'est pas un nucléon mais une particule composite de nombre de masse A_1 , il faut remplacer dans la formule (6) A par A/A_1 , m par la masse du projectile et la formule (7) devient

$$\frac{k_L}{k_{cm}} = 2A_1\sqrt{1+\frac{T_L}{2m}}$$

Enfin le terme spin orbite de (1) doit être multiplié par un facteur supplémentaire qui tient compte de la transformation de $Q_{c.m}$ en $Q_{C.M}$:

$$C'(q) = \frac{k_{cm}}{k_{CM}}\,C(q) \qquad (8a)$$

De même on utilisera

$$D'(q) = \left(\frac{k_{cm}}{k_{CM}}\right)^2 D(q) \qquad (8b)$$

avec

$$\frac{k_{cm}}{k_{CM}} = \sqrt{\frac{1+\frac{2A}{A^2+1}\,\frac{T_L}{m}}{1+\frac{T_L}{m}}} \qquad (8c)$$

2. Factorisation de l'amplitude

Nous avons vu au Chapitre I que le premier ordre de K.M.T. nécessite le calcul de l'élément de matrice :

$$U_{no}(\vec{k}',\vec{k}) = \langle \vec{k}' \phi_n \left| \sum_{i=1}^{A} t_i \right| \phi_o \vec{k} \rangle$$

$\vec{k}'$, $\vec{k}$ sont les impulsions finale et initiale du nucléon projectile dans le référentiel C.M.

La relation précédente s'écrit plus explicitement :

$$U_{no}(\vec{k}',\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_i \int \phi_n^*(r_1,\ldots r_i' \ldots r_A)\, \phi_o(r_1 \ldots r_i \ldots r_A) \prod_{j\neq i} d^3 r_j$$

$$t(\vec{k}',\vec{k}_i',\vec{k},\vec{k}_i)\, e^{i(\vec{k}_i'\cdot\vec{r}_i' - \vec{k}_i\cdot\vec{r}_i)}\, d^3k_i'\, d^3k_i\, d^3r_i'\, d^3r_i \qquad (9)$$

$\Phi_n(r_1 \ldots r_A)$ $\Phi_o(r_1 \ldots R_A)$ sont les fonctions d'onde des états nucléaires. Nous écrirons la densité de transition

$$\rho_{no}(\vec{r}_i', \vec{r}_i) = \int \phi_n^*(r_1 \ldots r_i' \ldots r_A)\, \phi_o(r_1 \ldots r_i \ldots r_A) \prod_{j\neq i} d^3 r_j \qquad (10)$$

En raison des conditions d'invariance, t ne dépend que de deux vecteurs :

$$t(\vec{k}',\vec{k}_i',\vec{k},\vec{k}_i) = \delta(\vec{k}'+\vec{k}_i' - \vec{k} - \vec{k}_i)\, t(\vec{q},\vec{Q}) \qquad (11)$$

avec

$$\vec{q} = \frac{\vec{k}' - \vec{k}_i' - (\vec{k} - \vec{k}_i)}{2}$$

$$\vec{Q} = \frac{\vec{k}' - \vec{k}_i' + \vec{k} - \vec{k}_i}{4} \qquad (12)$$

Rappelons que les impulsions k, k_i, etc... figurant dans les relations (9), (11), (12) sont à considérer dans le centre de masse nucléon-noyau. En écrivant (9), nous avons tenu compte de fonctions δ données par les

intégrales sur toutes les impulsions autres que k_i et k'_i , c'est pourquoi nous avons $r_1 = r'_1$ .... $r_A = r'_A$ mais $r_i \neq r'_i$. Les fonctions d'onde Φ_o et Φ_n devraient donc comporter en toute rigueur des corrélations du centre de masse de façon que la somme des impulsions des nucléons du noyau soit respectivement $-\vec{k}$ pour Φ_o et $-\vec{k}'$ pour Φ_n . Mais il est bien connu que ces corrélations ne sont sensibles que pour les noyaux légers.

Tenant compte de (11) et (10), on écrit :

$$U_{no}(\vec{k}',\vec{k}) = \sum_i \int e_{no}(\vec{r}'_i,\vec{r}_i)\, e^{i\vec{q}\cdot\frac{\vec{r}'_i+\vec{r}_i}{2}}\, e^{i(\vec{r}'_i-\vec{r}_i)\cdot\frac{\vec{k}'_i+\vec{k}_i}{2}} \times t\left(\vec{q},\frac{\vec{k}+\vec{k}'}{4}-\frac{\vec{k}_i+\vec{k}'_i}{4}\right) d^3\left(\frac{k_i+k'_i}{2}\right) dr'_i\, dr_i \qquad (13)$$

Si l'on suppose que la dépendance en Q de t est assez lente pour que l'on puisse factoriser t dans la relation (13), on obtient la formule usuelle (I,25) :

$$U_{oo}(\vec{k}',\vec{k}) = \frac{A-1}{A}\, t(\vec{k}'-\vec{k})\, F_{oo}(\vec{k}'-\vec{k})$$

pour le potentiel optique et

$$U_{no}(\vec{k}',k) = t(\vec{k}'-\vec{k})\, F_{no}(\vec{k}'-\vec{k}) \qquad (14)$$

pour le facteur de forme inélastique .

Insistons sur le fait qu'il n'est pas nécessaire de faire l'approximation du noyau gelé pour obtenir la factorisation. Il faut seulement supposer que la dépendance en Q de t(q,Q) est faible. Dans le cas contraire il faudrait utiliser un potentiel non local $U_{n_o}(\vec{k}',\vec{k})$ et des densités de transition non locales $\rho_{n_o}(r'_i,r_i)$. En fait si on développe t(q,Q) par rapport à $Q_o = k$ (pour q petit), on voit que le paramètre qui caractérise la non localité est $\frac{\partial t(q,Q_o)}{\partial Q^2}\frac{q^2}{4}$. Il paraît donc raisonnable de négliger ces effets pour les transferts que nous aurons à envisager par la suite. Dans la limite de la factorisation (14) on est ramené à un problème de DWBA :

$$T_{fi}(q) = \int \chi_f^{-*}(\vec{r}) \langle \phi_f | \sum_i v(\vec{r}-\vec{r}_i) | \phi_i \rangle \chi_i^{+}(\vec{r})\, d^3r \qquad (15)$$

dans lequel la force effective est :

$$v(\vec{r}_1-\vec{r}_2)=\int e^{i\vec{q}\cdot(\vec{r}_1-\vec{r}_2)}\, t_{CM}(\vec{q})\, d^3q \qquad (16)$$

3. Les différents termes de la force effective

Pour l'instant nous négligerons dans l'amplitude (1) le terme $D(q)\ \sigma_1\cdot\vec{Q}\ \sigma_2\cdot\vec{Q}$ (ce point sera discuté au Chapitre V). Si l'on considère ce terme comme venant du terme tenseur dû à l'échange des deux nucléons, il doit être très petit pour des petits transferts $q \ll k$. Les autres termes de l'amplitude donnent la force effective :

$$v(\vec{r}_1-\vec{r}_2)=v_c(\vec{r}_1-\vec{r}_2)+v_S(\vec{r}_1-\vec{r}_2)\,\sigma_1\cdot\sigma_2+v_{LS}(\vec{r}_1-\vec{r}_2)\,(\vec{r}_1-\vec{r}_2)\wedge\left\{-i(\vec{\nabla}_1-\vec{\nabla}_2)\right\}_{sym}\cdot(\sigma_1+\sigma_2)$$

$$+\,v_T(\vec{r}_1-\vec{r}_2)\left\{3\sigma_1\cdot(\vec{r}_1-\vec{r}_2)\,\sigma_2\cdot(\vec{r}_1-\vec{r}_2)-(\vec{r}_1-\vec{r}_2)^2\,\sigma_1\cdot\sigma_2\right\} \qquad (17)$$

($\vec{\nabla}_{sym}$ veut dire que le gradient agit sur les fonctions d'onde initiales et finales)

où

$$v_c(r)=4\pi\int_0^\infty j_0(qr)\,\eta\,A(q)\,q^2\,dq$$

$$v_S(r)=4\pi\int_0^\infty j_0(qr)\,\eta\left\{B(q)+\frac{E'(q)}{3}q^2\right\}q^2\,dq \qquad (18)$$

$$v_{LS}(r)=i\frac{4\pi}{r}\int_0^\infty j_1(qr)\,\eta\,C'(q)\,q^3\,dq$$

$$v_T(r)=-\frac{4\pi}{r^2}\int_0^\infty j_2(qr)\,\eta\,\frac{E'(q)}{3}\,q^4\,dq$$

A, B, C', E', η sont les paramètres définis au paragraphe 1.

Dans le cas de la force proton-proton, nous ajoutons l'interaction coulombienne

$$V_{coul}(r) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{1}{r}$$

Ceci revient à négliger dans l'amplitude nucléon-nucléon une phase d'interférence entre la partie coulombienne et la partie nucléaire qui est petite dans la région de moments que nous considérerons par la suite[19].

4. Le traitement des ondes optiques

4.1. Le potentiel optique

La partie nucléaire du potentiel optique comprend un terme central et un terme spin orbite :

$$V^{opt}(r) = V_c(r) + V_{LS}(r)\,\vec{L}\cdot\vec{\sigma} \tag{19}$$

où

$$V_c(r) = \frac{A-1}{A}\,4\pi\eta\int_0^\infty j_0(qr)\,A(q)\,F_{oo}(q)\,q^2\,dq \tag{20}$$

et

$$V_{LS}(r) = i\,\frac{A-1}{A}\,\frac{4\pi}{r}\,\eta\int_0^\infty j_1(qr)\,c'(q)\,F_{oo}(q)\,q^3\,dq$$

$$F_{oo}(q) = \left\langle \phi_o \left| \sum_{i=1}^{A} e^{i\,q\cdot r_i} \right| \phi_o \right\rangle$$

est le facteur de forme de l'état fondamental.

La partie coulombienne est la convolution de la force coulombienne et de la densité de charge du fondamental :

$$V_{coul}(r) = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0}\int \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|}\,\rho^{ch}(\vec{r}')\,d^3r' \tag{21}$$

L'approximation de Goldberger et Watson (ref.1, p.339)

On peut ramener le problème de la diffusion du proton de 1 GeV sur un noyau à la résolution d'une équation de Schrödinger. On suppose que le noyau est assez lourd pour que seul le proton incident soit relativiste. On a donc à résoudre l'équation, dans le centre de masse nucléon-cible :

$$\left\{\omega + \frac{p^2}{2M_2} + V^{opt}(\vec{r})\right\} \psi^+(\vec{r}) = \varepsilon\, \psi^+(\vec{r}) \qquad (22)$$

où

$\omega = \sqrt{p^2 + m^2}$ est l'énergie du projectile

$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - M_2$

M_2 est la masse de la cible

ε_1, ε_2 sont les énergies du projectile et de la cible dans le référentiel CM.

On peut récrire l'équation (22) sous la forme :

$$\left\{p^2 + m^2 + 2\left[\omega\, , V^{opt}(\vec{r})\right]\right\} \psi^+(\vec{r}) = \left(\varepsilon - \frac{p^2}{2M_2} - V^{opt}(\vec{r})\right) \psi^+(\vec{r})$$

Si les conditions $|V| \ll m$

$$\frac{|\vec{\nabla} V|}{|V|} \ll k$$

sont satisfaites, ce qui sera toujours le cas dans les problèmes que nous étudierons, on peut simplifier la relation précédente et l'on obtient l'équation de Schrödinger :

$$\left\{\vec{\nabla}^2 + k^2 - U(\vec{r})\right\} \psi^+(\vec{r}) = 0 \qquad (23)$$

avec

$$\begin{cases} k^2 = \dfrac{\varepsilon^2 - m^2}{1 + \dfrac{\varepsilon}{M_2}} \\ U(\vec{r}) = \dfrac{2\varepsilon}{1 + \dfrac{\varepsilon}{M_2}}\, V^{opt}(\vec{r}) \end{cases} \qquad (24)$$

5. La densité de transition

Dans le cas général d'une force effective non locale, la matrice T de diffusion s'écrit :

$$T_{fi}^{M_f M_i}(\vec{k}',\vec{k}) = \int d\vec{r}\,' d\vec{r}\, \chi^{-*}_{\vec{k}'}(\vec{r}\,')\chi^{+}_{\vec{k}}(\vec{r}) \left\langle \phi_f^{J_f M_f} \middle| \sum_i v(\vec{r}\,',\vec{r}_i',\vec{r},\vec{r}_i) \middle| \phi_i^{J_i M_i} \right\rangle \qquad (25)$$

le deuxième terme de l'intégrand (25) s'écrit en seconde quantification :

$$\left\langle \phi_f^{J_f M_f} \middle| \sum_i v(\vec{r}\,',\vec{r}_i',\vec{r},\vec{r}_i) \middle| \phi_i^{J_i M_i} \right\rangle = \sum_{\alpha'\alpha} \left\{ \left\langle \phi_f^{J_f M_f} \middle| a^+_{\alpha'} a_\alpha \middle| \phi_i^{J_i M_i} \right\rangle \times \left\langle \varphi_{\alpha'} \middle| v(\vec{r}\,',\vec{r}_1',\vec{r},\vec{r}_1) \middle| \varphi_\alpha \right\rangle \right\} \qquad (26)$$

$\phi_{\alpha'}(r_1')$ $\phi_\alpha(r_1)$ sont les fonctions d'onde de particules individuelles dans le champ moyen (de nombres quantiques $n'j'\mu'$ $nj\mu$).

Le calcul de la section efficace nécessite donc la connaissance
- des ondes optiques distordues $\chi^{-}_{\vec{k}}$, $\chi^{+}_{\vec{k}}$
- de la force effective
- de la densité de transition

$$\rho_{fi}^{M_f M_i}(\vec{r}_1',\vec{r}_1) = \sum_{\alpha'\alpha} \left\langle \phi_f^{J_f M_f} \middle| a^+_{\alpha'} a_\alpha \middle| \phi_i^{J_i M_i} \right\rangle \varphi^*_{\alpha'}(\vec{r}_1') \varphi_\alpha(\vec{r}_1) \qquad (27)$$

Il est commode de faire apparaître le moment angulaire transféré

$$\rho_{fi}^{M_f M_i}(\vec{r}_1',\vec{r}_1) = \sum_{\alpha'\alpha JM} \left\langle \phi_f^{J_f M_f} \middle| \left[a^+_{\alpha'} a^{-1}_{\alpha}\right]^{JM} \middle| \phi_i^{J_i M_i} \right\rangle \left[\varphi^*_{\alpha'}(\vec{r}_1') \varphi^{-1}_{\alpha}(\vec{r}_1)\right]^{JM} \qquad (28)$$

La notation a^{-1} ou ϕ^{-1} indique le couplage particule-trou

$$\left[a^+_{\alpha'}, a^{-1}_{\alpha}\right]^{JM} = \sum_{M'M} (-1)^{j-M} \langle j' j M' -M | J M \rangle a^+_{n'j'M'} a_{njM} \qquad (29)$$

et en utilisant le théorème de Wigner-Eckart

$$\rho_{fi}^{M_f M_i}(\vec{r}_1',\vec{r}_1) = \sum_{\alpha'\alpha JM} Z^{J}_{\alpha'\alpha} \begin{pmatrix} J_i & J & J_f \\ M_i & M & -M_f \end{pmatrix} (-1)^{J-J_i-M_f} \left[\varphi^*_{\alpha'}(\vec{r}_1') \varphi^{-1}_{\alpha}(\vec{r}_1)\right]^{JM} \qquad (30)$$

où

$$Z^{J}_{\alpha'\alpha} = \langle \phi_f \| [a^{+}_{\alpha'} a^{-1}_{\alpha}]^{J} \| \phi_i \rangle \qquad (31)$$

est appelé amplitude spectroscopique.

Il est aussi intéressant pour les calculs et pour la compréhension de la physique de faire apparaître le moment orbital et le spin transféré en recouplant les spins et les moments orbitaux de $\Phi_{\alpha'}$ et Φ_{α} dans (30). On obtient alors :

$$\rho^{M_f M_i}_{f_i}(\vec{r}'_1, \vec{r}_1) = (-1)^{J_i - M_i} \sum_{\alpha'\alpha JM} \begin{pmatrix} J_i & J & J_f \\ M_i & M & -M_f \end{pmatrix} Z^{J}_{\alpha'\alpha} \varphi_{\alpha'}(r'_1) \varphi_{\alpha}(r_1)$$

$$\times \sum_{LS} G^{JM}_{LS}(\alpha', \alpha) \left\{ \left[Y^{*}_{\ell'}(\hat{r}'_1) Y_{\ell-1}(\hat{r}_1) \right]^{L} \left[\chi^{+}_{\frac{1}{2}} \chi^{-1}_{\frac{1}{2}} \right]^{S} \right\}^{JM} \qquad (32)$$

Dans cette expression :

- $\Phi_{\alpha'}(r'_1)$ $\Phi_{\alpha}(r_1)$ sont les fonctions d'onde radiales des orbitales α', α
- $\chi^{+}_{1/2}$ $\chi_{1/2}$ sont les fonctions d'onde de spin

$$G^{JM}_{LS}(\alpha', \alpha) = (-1)^{J-M} \sqrt{(2j'+1)(2j+1)(2L+1)(2S+1)} \begin{Bmatrix} \ell' & \frac{1}{2} & j' \\ \ell & \frac{1}{2} & j \\ L & S & J \end{Bmatrix} \qquad (33)$$

La formule (32) fait apparaître que l'on peut séparer les densités de transition en densités de transition S = 1 et densités de transition S = 0.

Dans le cas où le spin de l'état fondamental est nul, ce qui sera vrai dans les calculs ultérieurs, la formule (32) se simplifie. Dans la plupart des cas nous analyserons des états collectifs pour lesquels la densité de transition S = 0 est dominante. De plus si nous considérons que l'utilisation d'une force effective locale est une bonne approximation la contribution essentielle à la section efficace sera donnée par la densité de transition S = 0 locale qui s'écrit :

$$\rho^{JM}_{f_i\, s=0}(\vec{r}) = \sum_{\alpha'\alpha} Z^{JM}_{\alpha'\alpha} \varphi_{\alpha'}(r) \varphi_{\alpha}(r) \sqrt{\frac{(2j'+1)(2j+1)(2\ell'+1)(2\ell+1)}{4\pi}} \begin{Bmatrix} \ell' & \frac{1}{2} & j' \\ \ell & \frac{1}{2} & j \\ J & 0 & J \end{Bmatrix}$$

$$\times \begin{pmatrix} \ell' & \ell & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} Y^{*}_{JM}(\hat{r}) \left[\chi^{+}_{\frac{1}{2}} \chi^{-1}_{\frac{1}{2}} \right]^{00} \qquad (34)$$

Il existe une formule analogue pour $\rho^{JM}_{fi\ S=1}(\vec{r})$

Nous remarquons que la formule (34) est de la forme :

$$\rho^{JM}_{fi}(\vec{r}) = \rho_J(r)\, Y^*_{JM}(\hat{r}) \qquad (35)$$

Le calcul microscopique est indispensable si l'on veut traiter correctement les effets de spin. Cependant pour la diffusion inélastique avec excitation des états collectifs de parité naturelle $\pi = (-1)^J$ les effets de spin sont petits. On peut alors ne tenir compte que de la partie centrale de la force qui excite la densité de transition $S = 0$. On pourra dans ce cas utiliser soit la définition microscopique (34) de $\rho_{fi\ S=0}$ soit une forme phénoménologique (35) que nous appellerons "modèle collectif".

Indiquons brièvement quelques règles de sélection qu'il sera utile de garder à l'esprit par la suite.

Si on développe les ondes optiques (25) en ondes partielles, on peut aussi faire apparaître le moment orbital L' et le spin S' transférés au projectile.

Dans tous les cas $S' = S$, sauf pour le terme spin-orbite. Si la force effective est locale $L' = L$ (ceci n'est pas vrai pour le terme spin-orbite et le terme tenseur).

Les orbitales $\alpha'\alpha$ sont telles que $(-1)^{\ell+\ell'} = \pi$.

La présence du coefficient $\begin{pmatrix} \ell' & \ell & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ dans la formule (34) montre qu'une force effective locale n'excite que les transitions telles que $(-1)^L = \pi$.

Parmi les différents termes de la force effective :

- le terme central ne contribue qu'aux transitions $S = 0$

$[\langle \chi^{+}_{1/2} | v_c | \chi^{-1}_{1/2} \rangle]^1 = 0$

- les termes $\sigma_1.\sigma_2$ et tenseurs ne contribuent qu'aux transitions $S = 1$.

Par conséquent :

Pour les états collectifs les plus bas (2^+ et 3^-) qui sont très fortement $S = 0$ seuls les termes central et spin-orbite interviennent.

Pour les états de parité non naturelle, une force locale interdit la transition $L = J$. Donc $S = 0$ est impossible. Seuls les termes dépendant du spin ou une force centrale non locale peuvent exciter ces états.

6. Description microscopique des états nucléaires

La discussion détaillée du modèle microscopique pour la description des états liés a déjà été présentée dans des travaux antérieurs[14,15]. Nous nous bornerons ici à rappeler les idées principales. Pour les noyaux à double couche fermée, l'approximation de Tam-Dancoff consiste à supposer que l'état excité $|\Phi_{JM}>$ est correctement décrit par des excitations particule-trou de l'état fondamental $|\Phi_o>$ du modèle des couches

$$|\phi_{JM}\rangle_{TD} = \sum_{\alpha'>\alpha} X^{JM}_{\alpha'\alpha} \left[a^{+}_{\alpha'}\, a^{-1}_{\alpha}\right]^{JM} |\phi_o\rangle \qquad (36)$$

L'interaction résiduelle est diagonalisée dans un espace de configuration (α',α) choisi pour que toutes les excitations telles que l'élément de matrice de la force nucléon-nucléon $<\phi_{\alpha'}|v|\phi_{\alpha}>$ n'est pas négligeable devant l'énergie soient prises en compte.

En général, les calculs ont montré que l'approximation de Tam-Dancoff prédit des taux de transition électromagnétiques trop bas. Il est alors nécessaire d'avoir recours à l'approximation de la R.P.A.[16]. L'état excité est décrit par l'opérateur Q^{+}_{JM} appliqué sur l'état fondamental :

$$|\phi_{JM}\rangle_{RPA} = Q^{+}_{JM} |\phi_o\rangle_{RPA} \qquad (37)$$

où

$$Q^{+}_{JM} = \sum_{\alpha'>\alpha} \left\{ X^{JM}_{\alpha'\alpha} \left[a^{+}_{\alpha'}\, a^{-1}_{\alpha}\right]^{JM} - (-1)^{J-M} Y^{JM}_{\alpha'\alpha} \left[a^{+}_{\alpha}\, a^{-1}_{\alpha'}\right]^{JM} \right\}$$

L'état fondamental $|\Phi_o>_{RPA}$ est défini comme orthogonal à tous les états excités. Il comprend des excitations particule-trou, deux particules deux trous, ... du fondamental du modèle des couches. Il est important de noter que le fondamental $|\Phi_o>_{RPA}$ n'est plus un fondamental de parti-

cules indépendantes, et en ce sens contient des corrélations. Les coefficients $X^{JM}_{\alpha'\alpha}$ et $Y^{JM}_{\alpha'\alpha}$ sont solutions de l'équation de la R.P.A. :

$$\left[H, Q^{+}_{JM}\right] = E_J Q^{+}_{JM} \qquad (38)$$

Dans le cas des noyaux à une seule couche fermée, l'état fondamental du modèle des couches est dégénéré. Il faut diagonaliser l'interaction résiduelle entre les particules de valence avant d'appliquer l'approximation de Tam-Dancoff ou la R.P.A. Pour les noyaux de couplage jj (comme par exemple les isotopes du nickel) l'effet le plus important est l'effet de pairing. On en tient compte en décrivant l'état fondamental par la fonction d'onde de B.C.S. :

$$|\phi_o\rangle_{BCS} = \prod_{jm>0} \left(u_j + v_j (-1)^{j-m} a^{+}_{jm} a_{j-m}\right) |\phi_o\rangle_c$$

j appartient aux couches de valence.

$|\phi_o\rangle_c$ est la fonction d'onde du coeur.

Les coefficients u_j et v_j sont déterminés par minimisation de l'énergie avec la contrainte que le nombre moyen de particules est A.

Les approximations T.D.A. et R.P.A. décrivent alors l'état excité comme une configuration d'excitations de deux quasi-particules ou d'une particule - un trou (du coeur) par rapport à l'état fondamental de B.C.S.

Les amplitudes spectroscopiques $Z^{J}_{\alpha'\alpha}$ sont directement reliées aux $X^{JM}_{\alpha'\alpha}$ et $Y^{JM}_{\alpha'\alpha}$ de la R.P.A. (voir refs.14 et 15) et sont tabulées dans la littérature.

7. Le deuxième ordre de K.M.T.

Dans le but de préciser la validité des calculs faits dans le cadre du premier ordre de K.M.T., il est important de donner une estimation du deuxième ordre. Le travail de Feshbach et Lambert[10] a montré que ces corrections sont déjà petites dans la diffusion ^{4}He(p,p').

Dans ce qui suit, nous nous intéressons à la diffusion sur des noyaux moyens pour lesquels on s'attend à ce que la correction soit petite.

Nous pourrons donc nous permettre de faire des approximations simplificatrices. Ces approximations ne seraient pas valables pour une cible très déformée comme le ^{12}C . Abgrall et ses collaborateurs[9] ont montré qu'un traitement rigoureux des états intermédiaires est alors nécessaire.

Nous avons considéré que les corrections au potentiel optique (I,16) et à l'opérateur de transition (I,62) sont dues principalement à deux types de corrélation :

- les corrélations à courte portée, qui seront introduites sous une forme phénoménologique simple.
- les corrélations à longue portée qui résultent de l'inclusion dans (I,16) et (I,62) des états de la résonance géante. On sait en effet à basse énergie que le passage par des états intermédiaires excités est important et que cet effet est d'autant plus fort que ces états sont intensément peuplés, comme c'est le cas pour les états de la résonance géante.

7.1. Les corrélations à courte portée

Ces corrélations reproduisent essentiellement l'effet du coeur dur ; la densité à deux particules $\rho^{(2)}(x,y)$ doit s'annuler pour $x = y$. La fonction de corrélation

$$C_{oo}(\vec{x},\vec{y}) = \rho_{oo}^{(2)}(\vec{x},\vec{y}) - \rho_{oo}(\vec{x})\,\rho_{oo}(\vec{y}) \tag{39}$$

peut être écrite sous la forme :

$$C_{oo}(\vec{x},\vec{y}) = f_c(\vec{x}-\vec{y})\,\rho_{oo}(\vec{x})\,\rho_{oo}(\vec{y}) \tag{40}$$

Les conditions $$\int \rho_{oo}^{(2)}(\vec{x},\vec{y})\,d^3y = \rho_{oo}(\vec{x})$$

et $$\rho^2(\vec{x},\vec{x}) = 0$$

imposent que

$$\begin{cases} f_c(0) = -1 \\ \int f_c(\vec{r})\,d^3r = 0 \end{cases} \tag{41}$$

De même on écrira la densité de transition à deux corps (dans la limite A grand) :

$$\rho^{(2)}_{no}(\vec{x},\vec{y}) = C_{no}(\vec{x},\vec{y}) + \rho_{no}(\vec{x})\rho_{oo}(\vec{y}) + \rho_{oo}(\vec{x})\rho_{no}(\vec{y}) \qquad (42)$$

et

$$C_{no}(\vec{x},\vec{y}) = f_c(\vec{x}-\vec{y})\left\{\rho_{no}(\vec{x})\rho_{oo}(\vec{y}) + \rho_{oo}(\vec{x})\rho_{no}(\vec{y})\right\} \qquad (43)$$

Nous avons vu au Chapitre I qu'en faisant l'approximation de fermeture dans le deuxième ordre du potentiel optique (I,16) on est conduit à une correction ne dépendant que des corrélations :

$$U^{(2)}(\vec{q}) = (A-1)^2 \int d^3q' \, \frac{t(\vec{q}-\vec{q}')\,t(\vec{q}')\,C_{oo}(\vec{q}-\vec{q}',\vec{q}')}{E(\vec{k}) - E(\vec{k}+\vec{q}') + i\varepsilon} \qquad (44)$$

Nous avons aussi en écrivant (44) négligé la distorsion dans les étapes intermédiaires due à la présence du potentiel optique dans le propagateur.

$$C_{oo}(\vec{q}-\vec{q}',\vec{q}') = \int e^{i(\vec{q}-\vec{q}')\cdot\vec{x} + i\vec{q}'\cdot\vec{y}} \, C_{oo}(x,y)\, d^3y\, d^3x \qquad (45)$$

Pour se ramener à une forme simple, on remplacera dans (45) le produit $\rho_{oo}(x)\,\rho_{oo}(y)$ de (40) par $\rho^2_{oo}(\frac{x+y}{2})$. On obtient alors :

$$C_{oo}(\vec{q}-\vec{q}',\vec{q}') = \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}\, \rho^2(r)\, d^3r \;\times\; F_c\left(\vec{q}' - \frac{\vec{q}}{2}\right) \qquad (46)$$

où $F_c(\vec{q}' - \frac{\vec{q}}{2})$ est la transformée de Fourier $f_c(r)$.

La forme phénoménologique choisie :

$$F_c(q) = -\frac{(2\pi)^{3/2}}{3}\, r_o^5\, q^2\, e^{-\frac{1}{2}r_o^2 q^2} \qquad (47)$$

satisfait les conditions (41) et a une variation gaussienne pratique pour les calculs. De plus elle est telle que $f_c(r)$ a la forme habituelle d'une fonction de corrélation qui change de signe pour $r = \sqrt{3}\, r_o$:

$$f_c(r) = \left(\frac{r^2}{3r_o^2} - 1\right) e^{-\frac{1}{2}\frac{r^2}{r_o^2}} \qquad (47bis)$$

Nous ferons l'approximation eikonale sur le propagateur $\frac{1}{E(\vec{k}) - E(\vec{k}+\vec{q}') + i\varepsilon}$.

Si e_1 et e_2 sont les énergies (totales) de la particule et de la cible

$$E(\vec{k}) = \sqrt{m^2 + (\hbar c)^2 k^2} + \sqrt{M_2^2 + (\hbar c)^2 k^2} = e_1 + e_2$$

négligeant alors q'^2 devant $\vec{q}.\vec{k}$ il vient :

$$\frac{1}{E(\vec{k}) - E(\vec{k}+\vec{q}') + i\varepsilon} \simeq -\frac{e_1 e_2}{e_1+e_2} \frac{1}{(\hbar c)^2} \frac{1}{k} i\pi \delta(\vec{q}'.\hat{k}) \qquad (48)$$

On utilisera d'autre part pour simplifier (et comme la plupart des auteurs) une paramétrisation gaussienne de la matrice t nucléon-nucléon à 1 GeV

$$t_{cm}(q) = t_0 e^{-\frac{1}{2}\alpha q^2}$$

(t_0 et α complexes)

On obtient finalement :

$$U^{(2)}(q) = i(A-1)^2 \frac{(2\pi)^3}{(\hbar c)^2} \frac{e_1 e_2}{e_1+e_2} \frac{1}{k} t_0^2 \frac{2r_0^5}{3} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{-\frac{\alpha q^2}{4}}}{(2\alpha + r_0^2)^2} \times \int e^{i\vec{q}.\vec{r}} (\rho(r))^2 d^3r \qquad (49)$$

Supposant que l'épaisseur de surface de la densité est assez petite pour que

$$\int e^{i\vec{q}.\vec{r}} (\rho(r))^2 d^3r \simeq \frac{1}{\Omega} \rho(q)$$

où Ω est le volume de la densité, on peut donc écrire la correction par rapport au premier ordre $U^{(1)}(q) = (A-1)\, t(q)\, \rho(q)$:

$$\frac{U^{(2)}(q)}{U^{(1)}(q)} = i(A-1) \frac{(2\pi)^3}{\Omega} \frac{e_1 e_2}{e_1+e_2} \frac{t_0}{(\hbar c)^2 k} \frac{2r_0^5}{3} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{\frac{\alpha q^2}{4}}}{(2\alpha + r_0^2)^2} \qquad (50)$$

Nous voyons que cette correction affecte surtout les grands moments. Elle dépend de l'énergie par le facteur $t_0(E)/k((e_1e_2)/(e_1+e_2))$ qui en général décroît, et par la portée α qui varie lentement avec E au-

dessus de 600 MeV.

- Elle dépend du noyau à travers $\frac{A-1}{\Omega}$ qui est à peu près constant.
- Elle dépend de la longueur de corrélation $\ell_c = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\, r_o$.

Une application numérique pour la diffusion pp' et $\alpha\alpha'$ sera donnée dans les Chapitres III et IV.

La correction à l'opérateur de transition (I,62) est presque identique. Avec la définition (43) de $C_{no}(\vec{x},\vec{y})$ on obtient une formule analogue à (49) pour $W^{(2)}_{no}(q)$ mais $\int e^{i\vec{q}.\vec{r}}\,(\rho(r))^2\, d^3r$ est remplacé par

$$-2\int e^{i\vec{q}.\vec{r}}\,\rho_{no}(\vec{r})\,\rho_{oo}(\vec{r})\,d^3r$$

Notons que dans le cas de la diffusion inélastique la correction du deuxième ordre ne doit être prise en compte que pour le potentiel optique de la voie initiale (voir Chapitre I).

La fonction de corrélation (47bis) ressemble beaucoup à la description des corrélations développée par Moniz et Nixon[17]. La longueur de corrélation généralement adoptée est $\ell_c = 0{,}74$ fm . Cette valeur inclut l'effet des corrélations de Pauli.

7.2. Le passage par la résonance géante

Nous utiliserons, toujours dans le cadre de l'approximation de fermeture pour le deuxième terme de (I,16) la règle de somme[16] :

$$2\sum_n (E_n - E_o)\, Re\left\{F^*_{no}(\vec{q}')\,F_{no}(\vec{q})\right\} = \frac{\hbar^2}{m}\,\vec{q}'.\vec{q}\,F_{oo}(\vec{q}-\vec{q}') \qquad (51)$$

Rappelons que $F_{no}(q) = \langle \phi_n \left| \sum_i e^{i\vec{q}.\vec{r}_i} \right| \phi_o \rangle$

m est la masse du nucléon.

Cette règle de somme est obtenue en observant que la relation :

$$\left[A(-q'),\left[K, A(q)\right]\right] = \frac{\hbar^2}{m}\,\vec{q}.\vec{q}'\;A(q-q') \qquad (52)$$

où K est le Hamiltonien nucléaire

A(q) est l'opérateur $\sum_i e^{i\vec{q}.\vec{r}_i}$

est vraie si l'on fait l'hypothèse que K ne contient pas de forces dépendant des vitesses.

Supposant que l'on peut remplacer le poids en énergie dans la somme (51) par $\overline{\Delta E}$, énergie de la résonance géante, on obtient

$$2\overline{\Delta E}\sum_n \mathrm{Re}\left\{F_{no}^*(q')\,F_{no}(q)\right\}=\frac{\hbar^2}{m}\,\vec{q}'.\vec{q}\;F_{oo}(\vec{q}-\vec{q}') \qquad (53)$$

($\overline{\Delta E}$ est de l'ordre de 20 MeV pour le ^{40}Ca) ,
Avec les mêmes hypothèses que pour le calcul des corrélations à courte portée, on obtient pour le potentiel optique :

$$U^{(2)}(q)=-i\pi^2\frac{\hbar^2}{2m}\frac{e_1e_2}{e_1+e_2}\,\frac{1}{(\hbar c)^2k}\,\frac{1}{\overline{\Delta E}}\,t_o^2\,F_{oo}(q)\left(\frac{1}{\alpha^2}-\frac{q^2}{4\alpha}\right)e^{-\frac{\alpha q^2}{4}} \qquad (54)$$

Ce qui comparé au premier ordre donnerait une correction à la matrice t :

$$\frac{\delta t(q)}{t(q)}=-i\pi^2\frac{\hbar^2}{2m}\frac{e_1e_2}{e_1+e_2}\,\frac{t_o}{(\hbar c)^2k}\,\frac{1}{\overline{\Delta E}}\left(\frac{1}{\alpha^2}-\frac{q^2}{4\alpha}\right)e^{\frac{\alpha q^2}{4}} \qquad (55)$$

Comme application numérique, on trouverait pour la diffusion de protons sur le calcium à 1 GeV

$$\frac{\delta\,\mathrm{Im}(t_o)}{\mathrm{Im}(t_o)}\sim 1\;!!$$

Nous voulons montrer qu'en réalité il ne faut pas ajouter naïvement cette correction car elle est déjà prise en compte par le fait d'utiliser la matrice t et non pas v .

En effet, nous avons vu au Chapitre I que l'on ne doit inclure dans le deuxième ordre que des termes du type $\sum_{i\neq j} t_i G Q t_j$: le retour à l'état fondamental doit se faire par interaction avec un nucléon différent du premier. C'est la raison du développement en A, A(A-1), $A(A-1)^2$ de la série de diffusion multiple. Remarquons alors que dans le double commutateur (52) seuls les termes i = j de A(-q') et A(q) contribuent au résultat. Si l'on incluait une somme sur tous les états intermédiaires

dans le double commutateur

$$\sum_{i \neq j} \left[e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r_i}}, \left[k, e^{i\vec{q}\cdot\vec{r_j}} \right] \right]$$

pour obtenir une règle de somme analogue à (51), on voit que seule la dispersion en énergie de la résonance géante permettrait d'obtenir un résultat non nul. Par contre il faudrait tenir compte de la correction (54) si l'on avait utilisé le potentiel v au lieu de la matrice t. C'est donc une propriété intéressante de K.M.T. que l'effet principal du passage par la résonance géante est pris en compte par le premier ordre de la théorie.

CHAPITRE III

DIFFUSION INELASTIQUE DE PROTONS ET ANALYSE DES ETATS 2^+ ET 3^- LES PLUS BAS

Dans ce chapitre nous analysons les résultats des expériences de diffusion inélastique de protons de 1 GeV réalisées récemment au Synchrocyclotron Saturne de Saclay par le DPh-N/ME [34].

Les expérimentateurs[34] ont pris pour cibles des noyaux pair -pairs à une ou deux couches fermées : ^{12}C, ^{16}O, isotopes du calcium, isotopes du nickel, ^{208}Pb.

Le carbone, à cause de sa déformation, nécessite un traitement des transitions vers les états intermédiaires excités qui fait appel à un modèle de la structure intrinsèque. Il a été montré[9] que seul un traitement correct de ces transitions permet de rendre compte à la fois des distributions angulaires inélastiques vers les états 2^+ et 3^-.

En ce qui concerne l'oxygène, seul l'état 2^- a pu être séparé. C'est un état de parité non naturelle pour lequel les effets de spin sont importants. Il sera étudié au Chapitre V. Nous nous limiterons ici à l'analyse des résultats pour les calciums, les nickels et le plomb. Ce sont des noyaux suffisamment lourds et peu déformés pour que la correction du deuxième ordre due aux corrélations soit petite. De plus les états 2^+ et 3^- sont suffisamment collectifs pour que d'autres approximations (non localité faible, effets de spin petits) soient justifiées.

Le but de notre analyse sera de comparer les densités de transition (II,30) à (II,35) des neutrons à celles des protons. Nous partirons du principe que la meilleure sonde des protons du noyau est l'électron.

Nous considèrerons donc comme données du calcul les densités de protons obtenues par les expériences de diffusion inélastique d'électrons (e,e'). Le résultat des expériences (p,p') sera l'information complémentaire sur les neutrons.

Ce travail a déjà été réalisé à basse énergie[15] en particulier par Y. Terrien. Cependant le fait d'utiliser des projectiles de 1 GeV en gardant une bonne résolution nous laisse espérer des résultats plus précis.

Dans la section 1 nous comparons la qualité des informations apportées par la diffusion d'électrons et la diffusion de protons. Nous définissons un critère, ou un nombre qui permettra de comparer les transitions de neutrons et de protons.

Dans la section 2 nous présenterons les éléments du calcul proprement dit : choix de l'interaction nucléon-nucléon, description des ondes optiques, description des états nucléaires excités.

Dans la section 3 nous présentons les résultats, la section 4 est enfin consacrée à la discussion des erreurs introduites par la méthode.

1. La mesure des densités de transition par les expériences ee' et pp'

1.1. Diffusion d'électrons

La section efficace pour l'excitation d'un état de spin $J_f = L$ à partir du fondamental de spin nul est, à l'approximation de Born :

$$\sigma(q) = \sigma_{Mott}(q) \times \left\{ \left| F_{CL}(q) \right|^2 + \left(\frac{1}{2} + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) \left| F_{EL,ML}(q) \right|^2 \right\} \qquad (1)$$

où $\sigma_{Mott}(q)$ est la section efficace de diffusion par une charge ponctuelle. Le premier terme du facteur de forme est le facteur de forme dit coulombien ou longitudinal. Le deuxième terme est le facteur de forme transversal

- électrique pour les états de parité naturelle $\pi = (-1)^L$;
- magnétique pour les états de parité non naturelle $\pi = (-1)^{L+1}$.

Nous nous intéresserons par la suite à des états collectifs de parité non naturelle, pour lesquels le facteur de forme transverse est très petit. Dans ce cas, ce qui est mesuré par la diffusion d'électrons (à bas transfert) est le facteur de forme coulombien :

$$\left| F_{CL}(q) \right|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} (2L+1) \left[\int j_L(qr) Y_{LM}(\hat{r}) \rho_{fi}^{ch}(\vec{r}) \, d^3r \right]^2 \qquad (2)$$

où $\rho_{fi}^{ch.}(r)$ est la densité de transition de charge

$$\left\langle \Phi_f^{J_f M_f} \left| e \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \right| \Phi_i \right\rangle$$

Le développement aux bas moments de la fonction de Bessel de la formule (2) donne[21]

$$\left|F_{CL}(q)\right|^2 = \frac{4\pi q^{2L}}{Z^2} \frac{B(EL)}{\left[(2L+1)!!\right]^2} \left\{1 - \frac{q^2}{2(2L+3)} Rtr^2 + \dots\right\}^2 \qquad (3)$$

où

$$B(EL) = (2L+1)\left[\int r^L Y_{LM}(\hat{r})\, \rho_{fi}^{ch}(\vec{r})\, d^3r\right]^2 \qquad (4)$$

est le taux de transition électromagnétique, et

$$Rtr^2 = \frac{\int r^{L+2} Y_{LM}(\hat{r})\, \rho_{fi}^{ch}(\vec{r})\, d^3r}{\int r^L Y_{LM}(\hat{r})\, \rho_{fi}^{ch}(\vec{r})\, d^3r} \qquad (5)$$

est le rayon carré de transition.

En fonction de la densité de transition radiale (II,35) des états collectifs le taux de transition s'écrit :

$$B(EL) = (2L+1)\left[\int_0^\infty r^L \rho_L(r)\, r^2\, dr\right]^2 \qquad (6)$$

Nous voyons que le comportement aux bas transferts de la section efficace permet de mesurer deux quantités B(EL) et R_{tr}^2 indépendamment de tout modèle.

Mais :

- d'une part il est difficile de mesurer les bas transferts et on est donc obligé d'extraire le B(EL) par extrapolation des résultats expérimentaux à transfert plus élevé ;
- d'autre part dans les régions de transfert généralement étudiées ($0.3 \leq q \leq 2$ fm^{-1}) il est nécessaire de faire un calcul de DWBA.

Pour ces deux raisons on a souvent recours à une densité modèle dépendant de paramètres qui sont ajustés sur l'expérience. La valeur de B(EL) ainsi extraite dépend alors de façon appréciable du modèle choisi.

Le taux de transition électromagnétique est intéressant pour caractériser l'intensité d'une transition :

- il mesure la probabilité d'exciter l'état de spin L par absorption d'un photon,

- il mesure la réponse du système à un petit transfert,

- il caractérise le degré de collectivité de l'état excité. Plus exactement le rapport B/B_{spu} (single particle units) mesure la collectivité de la transition

$$B(EL)_{spu} = \frac{2L+1}{4\pi}\left(\frac{3R_o^L}{3+L}\right)^2 \qquad (7)$$

avec $R_o = 1.2\ A^{1/3}$ fm

- le pourcentage de règle de somme, par exemple Shell Model Sum Rule[22] et Energy Weighted Sum Rule[23] pris par le B(EL) caractérise aussi l'intensité de la transition vers un état d'énergie donnée parmi tous les états de spin L.

Par conséquent, et comme nous cherchons à caractériser la densité elle-même, nous définirons la quantité τ_p proportionnelle à la racine du B(EL) :

$$\tau_p = \int_o^\infty r^L \rho_L^p(r)\, r^2 dr \qquad (8)$$

où $\rho_L^p(r)$ est la densité radiale de transition de protons (c'est la densité de charge déconvolée du facteur de forme du proton), et de même nous définirons pour les neutrons :

$$\tau_n = \int_o^\infty r^L \rho_L^n(r)\, r^2 dr \qquad (9)$$

Le rapport τ_n/τ_p est un bon candidat pour caractériser l'intensité des transitions de neutrons comparée à celle des protons. On peut aussi choisir le rapport de la valeur au premier maximum des facteurs de forme de neutrons et de protons : $F_n(q_{MAX})/F_p(q_{MAX})$. Par la suite, nous utiliserons ces deux nombres comme résultats de notre analyse. Le rapport τ_n/τ_p est plus fondamental puisqu'il correspond à une très petite perturbation et d'autre part τ_n, τ_p caractérisent la collectivité des transitions de neutrons et de protons. Cependant τ_n/τ_p dépend plus du modèle choisi pour extrapoler les facteurs de forme aux petits moments que le rapport $F_n(q_{max})/F_p(q_{max})$ .Prenons comme exemple le cas du 3^- du ^{40}Ca : deux ana-

lyses faites dans les mêmes régions de transfert ($0.5 \leq q \leq 2.5$ fm^{-1}) et utilisant l'une le modèle de Tassie[24], l'autre une forme gaussienne[25] pour $\rho_L(r)$ conduisent à des B(E3) respectivement de 27.7 et 24.9 en unités Weisskopf (spu). Remarquons cependant que bien que la plupart des résultats actuels sont obtenus avec une densité de transition radiale modèle, il est possible de reconstruire à partir des données expérimentales de diffusion d'électrons une densité de transition de protons indépendante d'un modèle[26]. L'erreur sur $\rho_L(r)$ ne dépend alors que de l'erreur sur les résultats expérimentaux et du plus grand moment mesuré.

1.2. Diffusion de protons

Il est bien évident qu'en diffusion de protons, on ne saurait atteindre la même précision dans la mesure des densités de transition radiales. D'une part l'interaction proton-noyau n'est pas tout à fait aussi bien connue que l'interaction électromagnétique. Mais surtout la distorsion des ondes optiques et l'absorption jouent un rôle important en diffusion inélastique de protons.

Dans la limite de l'absorption forte, on peut rendre compte de son effet en introduisant un rayon de coupure R. La section efficace est proportionnelle à la quantité :

$$\sigma \propto \left| \int_R^\infty j_L(qr) A_L(r) r^2 dr \right|^2 \qquad (10)$$

où

$$A_L(r) = \int_0^\infty v_L(r,r') \rho_L(r') r'^2 dr' \qquad (11)$$

et $v_L(r,r')$ est le multipole L de l'interaction nucléon-nucléon.

Pour des petits moments $A_L(r)$ varie beaucoup plus vite que la fonction de Bessel dans l'intégrand (10), on peut factoriser $j_L(qR)$:

$$\sigma \propto \left| j_L(qR) \int_R^\infty A_L(r) r^2 dr \right|^2 \qquad (12)$$

La formule (12) exprime la règle de Blair[27] : la distribution angulaire diffractive est caractéristique du moment orbital L transféré au projectile et du rayon d'absorption. Elle ne dépend de la densité de transition $\rho_L(r)$

que par la normalisation. C'est donc un inconvénient de la diffusion de protons comparé à la diffusion d'électrons : dans les cas d'absorption forte, il sera difficile de voir des détails de $\rho_L(r)$.

Remarquons que dans le cas où plusieurs L transférés sont possibles (état fondamental de spin $J_i \neq 0$, états excités de parité non naturelle, états pour lesquels la densité de transition S = 1 est importante) l'absorption forte est alors utile puisqu'elle permet de distinguer le L transféré (si un L particulier est favorisé par la réaction). C'est un avantage important de la diffusion de protons sur la diffusion d'électrons.

Pour illustrer l'importance de l'absorption, nous montrons (Fig.1) la variation de $|e^{2i\delta_\ell}|$ en fonction de ℓ pour la série des ondes partielles dans la diffusion élastique de protons de 1 GeV sur ^{16}O , ^{58}Ni et ^{208}Pb. Cette figure montre que l'absorption augmente avec la taille du noyau. Les petites ondes partielles sont presque complètement absorbées pour le plomb et la région de transition (en ℓ) entre l'absorption et l'absence d'absorption est plus étroite que dans le cas de ^{40}Ca et ^{16}O . Remarquons que dans le cas du nickel la transition se fait pour les ondes partielles comprises entre $0.5\ kR_o$ et $1.5\ kR_o$ soit $20 \leq \ell \leq 60$. ($R_o = 1{,}2\ A^{1/3}$)

Nous montrons également sur les figures 7a et 7b les densités de transition radiales (multipliées par r^2) pour les états du ^{58}Ni , 2^+ et 3^- en fonction de r/R_o , en regard du facteur de coupure $|e^{2i\delta_\ell}|$ tracé en fonction de ℓ/kR_o.

Il est raisonnable de considérer que pour une distance r donnée les ondes partielles qui contribuent le plus à l'intégrale de recouvrement avec le "facteur de forme" $A_L(r)$ (11) correspondent à $\ell \sim kr$. En ce sens la variation de $|e^{2i\delta_\ell}|$ représente la coupure dans l'espace des coordonnées. Les figures 7a et 7b illustrent le fait que cette variation est suffisamment lente devant les oscillations des fonctions d'onde optiques pour que l'analyse en moment de la bosse externe de la densité de transition soit en partie réalisée. Par conséquent nous aurons accès à plus de détails que ne le laisserait prévoir la stricte limite d'absorption forte (12).

Afin de discuter qualitativement l'effet de distorsion (dispersion en moment) des ondes optiques, nous utilisons la limite optique de Glauber (I,67)

$$\mathcal{F}_{no}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}\, \chi_{no}(\vec{b})\, e^{i\chi_{opt}(\vec{b})}\, d^2b$$

($\mathcal{F}_{no}(q)$ est l'amplitude de diffusion inélastique)
avec

$$\chi_{no}(\vec{b}) = A \langle \phi_n | \Gamma(\vec{b}-\vec{s}) | \phi_o \rangle$$

$$= \frac{1}{2\pi i k} \int e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} F_{no}(\vec{q}) f(\vec{q}) d^2q$$

(Rappelons que F_{no} est le facteur de forme nucléaire, f(q) l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon, K et k les impulsions dans le centre de masse nucléon-noyau et nucléon-nucléon).

Rassemblant les deux formules précédentes avec l'expression de l'amplitude de diffusion élastique (I,40), (I,41), il vient :

$$\mathcal{F}_{no}(\vec{q}) = \frac{K}{k}\left\{F_{no}(\vec{q}) f(\vec{q}) + \frac{i}{2\pi K}\int F_{no}(\vec{q}') f(\vec{q}') \mathcal{F}_{oo}(\vec{q}-\vec{q}') d^2q'\right\} \qquad (13)$$

Cette dernière formule illustre le fait que pour de grands moments transférés, on ne voit plus la forme détaillée de $F_{no}(q)$ mais les oscillations de l'amplitude de diffusion élastique $\mathcal{F}_{oo}(q)$ (d'où perte d'information sur la densité de transition $\rho_L(r)$). Pour des moments supérieurs à $q = 1.5$ fm^{-1} l'amplitude de diffusion élastique $\mathcal{F}_{oo}(q)$ décroît moins vite que $F_{no}(q)$ à cause de la diffusion multiple.

Ce n'est pas le cas en diffusion d'électrons à cause de la faible intensité de l'interaction électromagnétique. En pp', d'une part la distribution angulaire se souviendra essentiellement du premier maximum du facteur de forme, d'autre part elle montrera une moyenne (13) sur la dispersion en moments du facteur de forme.

On peut comparer sur les figures 10 et 8b les distributions angulaires obtenues avec le modèle collectif et la R.P.A. et les facteurs de forme correspondants pour l'état 3^- du ^{58}Ni, que nous avons choisi comme exemple. Nous remarquons que, quoique les facteurs de forme donnés par les deux modèles présentent une différence de normalisation au premier maximum (mais le rapport des neutrons aux protons $F_n(q_{max})/F_p(q_{max})$ est le même), les sections efficaces ont la même intensité au maximum. Ceci est un effet de la dispersion en moments illustrée par (13). Nous observons cependant que la distribution angulaire se souvient de la différence entre les deux modèles,

notamment du léger déphasage des facteurs de forme.

En conclusion, nous définirons deux nombres pour caractériser les densités de transition de neutrons comparées à celles des protons :

- le rapport $F_n(q_{max})/F_p(q_{max})$ des facteurs de forme au premier maximum $F_p(q_{max})$ est généralement donné par les points expérimentaux de diffusion d'électron (donc indépendant d'un modèle). $F_n(q_{max})$ est relativement bien mesuré par diffusion inélastique de protons, malgré la dispersion en moment (13). La différence entre $F_n(q_{max})/F_p(q_{max})$ obtenu en utilisant d'une part le modèle collectif, d'autre part la R.P.A. est généralement très petite. Le fait que cette différence existe bien que les sections efficaces obtenues par les deux modèles soient identiques au voisinage de $q = q_{max}$ montre l'incertitude sur ce nombre due à la distorsion des ondes optiques.

- le rapport τ_n/τ_p (8) et (9), bien que plus fondamental du point de vue physique, est plus difficile à préciser puisque τ_n et τ_p sont très dépendants d'un modèle.

2. Les ingrédients du calcul

Les données du problème sont :

- l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon, en principe déterminée entièrement si l'on a mesuré suffisamment d'observables.
- la densité de protons du fondamental et la densité de transition de protons, déterminées par la diffusion d'électrons.

Les quantités à mesurer sont :

- la densité de transition de neutrons qui est, dans les limites discutées plus haut, déterminée par la diffusion inélastique de protons
- la densité de neutrons du fondamental qui est mesurée par la diffusion élastique de protons.

2.1. Le choix de l'amplitude nucléon-nucléon

L'amplitude sur la couche d'énergie (II,1) dépend de cinq fonctions complexes. (Nous négligerons les effets hors couche. C'est une approximation de notre calcul qui est raisonnable pour les états collectifs, donc peu sensibles à la non localité de la force, et pour les transferts atteints expérimentalement).

Malheureusement, l'amplitude nucléon-nucléon sur couche est encore mal connue à 1 GeV. On possède une analyse en déphasage[28] pour proton-proton, mais les données de la diffusion proton-neutron sont incomplètes. C'est pourquoi nous avons préféré adopter une amplitude de forme gaussienne (ce qui est fait par la plupart des auteurs[10,12,29,30]) ajustée pour reproduire au mieux les données existantes. Cette forme gaussienne, outre qu'elle est suggérée par la dépendance en q de la section efficace nucléon-nucléon à 1 GeV, simplifie dans certains cas les calculs (en particulier le calcul des corrections au modèle optique). Dans ce qui suit, nous négligerons le terme $\sigma_1 . Q\ \sigma_2 . Q$ de l'amplitude (II,1) qui contient une partie locale analogue aux termes $\sigma_1 . \sigma_2$ et tenseur et une partie non locale qui contribue peu aux états collectifs. Feshbach et Lambert[10] ont utilisé une paramétrisation gaussienne des cinq amplitudes de Wolfenstein déterminées par Hoshizaki pour f_{pp}[28]. Par contre les termes dépendant du spin de f_{pn} sont indéterminés dans l'état actuel des données expérimentales.

Nous avons, pour estimer la contribution des termes dépendant du spin pris les données sus mentionnées[10,28] de f_{pp} et supposé qu'ils étaient identiques pour f_{pn}. Un calcul microscopique pour les états 3^- et 5^- du ^{40}Ca, et 2^+ du ^{58}Ni nous a permis de vérifier que la contribution des termes $\sigma_1 . \sigma_2$ et tenseur à la section efficace inélastique est négligeable. Le terme spin orbite $C(q)\ \vec{Q} \wedge \vec{q} . (\sigma_1 + \sigma_2)$ contribue très peu à la section efficace mais par contre donne pratiquement toute la polarisation de l'inélastique.

Il est donc important de bien connaître la partie centrale et spin-orbite de l'amplitude :

$$f(q) = A_0 e^{-\frac{1}{2}\alpha q^2} + C_0 e^{-\frac{1}{2}\beta q^2}\ \vec{Q} \wedge \vec{q} \cdot (\sigma_1 + \sigma_2) \qquad (14)$$

$Im(A_o)$ est déterminé par la section efficace totale qui est bien connue[31] (théorème optique). Le rapport $Re(A_o)/Im(A_o)$ est déterminé par les expériences d'interférence coulombienne aux petits angles dans les diffusions (p,p) et (p,d) [32]. Nous avons d'autre part choisi les portées α et β réelles. Les données de Hoshizaki[28] et la comparaison des amplitudes p-p et p-n de 550 MeV à 700 MeV [33] indiquent que la phase ainsi négligée est petite.

Les paramètres inconnus α, β et C_o ont été ajustés pour reproduire les sections efficaces et polarisation p-p et p-n à 1 GeV [31].

Remarquons que, à cause de la diffusion multiple, on n'a pas besoin de connaître l'amplitude nucléon-nucléon aux grands moments mesurés en diffusion inélastique de protons ($q \sim 2.5$ fm^{-1}). Dans le potentiel optique $(A-1)\ t(q)\ \rho(q)$, la variation de $t(q)$ est beaucoup plus lente que celle de $\rho(q)$, surtout quand A est grand. La section efficace σ et la polarisation P de nucléon-nucléon s'écrivent en fonction des paramètres (II,1) :

$$\sigma(q) = |A(q)|^2 + 3|B(q)|^2 + 2q^2\left(k^2 - \frac{q^2}{4}\right)|C(q)|^2 + \left(k^2 - \frac{q^2}{4}\right)^2 |D(q)|^2 + q^4 |E(q)|^2 + 2\,\mathrm{Re}\left\{B^*(q)\left[\left(k^2 - \frac{q^2}{4}\right)D(q) + q^2 E(q)\right]\right\} \qquad (15)$$

et

$$P(q)\sigma(q) = 2q\sqrt{k^2 - \frac{q^2}{4}}\,\mathrm{Re}\left\{C^*(q)\left[A(q) + B(q)\right]\right\} \qquad (16)$$

Compte tenu des incertitudes sur les termes tenseur et $\sigma_1 ; \sigma_2$ nous avons estimé les paramètres de l'amplitude (14) en ajustant σ et P sur l'expérience[31] avec une erreur d'environ 20% sur C_o, α et β. Dans tous les calculs, élastiques et inélastiques, pour les différents noyaux considérés, nous avons utilisé l'amplitude (14) avec comme paramètres :

	A_o (fm^{-1})	C_o (fm^{-3})	α (GeV/c)$^{-2}$	β (GeV/c)$^{-2}$
pp	i 1.338	i 0.058	5.	8.9
pn	-0.57 + i 1.138	i 0.045	7.	12.5

2.2. Les paramètres de la diffusion élastique

Le potentiel optique au premier ordre dépend de la densité des protons et des neutrons :

$$U(q) = \frac{A-1}{A} F_{oo}(q)\, t(q) = (A-1)\left(\frac{Z}{A}\rho^p(q)\, t_{pp}(q) + \frac{A-Z}{A}\rho^n(q)\, t_{pn}(q)\right) \qquad (17)$$

($\rho^p(q)$ et $\rho^n(q)$ sont les transformées de Fourier des densités de protons et de neutrons normalisées à $\rho^p(0) = \rho^n(0) = 1$).

La densité de protons mesurée en diffusion d'électrons est le plus souvent paramétrisée sous la forme d'une densité de Fermi déformée[35,36,37] :

$$\rho(r) = \frac{1}{\Omega}\left(1 + \omega\frac{r^2}{c^2}\right) \times \left[1 + e^{\frac{r-c}{a}}\right]^{-1} \qquad (18)$$

a, c, ω sont ajustés pour reproduire la diffusion élastique d'électrons. Ω est le volume de la densité.

Nous avons adopté la même forme pour la densité de neutrons et déterminé c_n, a_n de façon à reproduire la section efficace élastique (p,p). Un ensemble de paramètres a ainsi été déterminé pour les noyaux ^{12}C, ^{16}O, $^{40,42,44,48}Ca$, ^{48}Ti et $^{58,60,62,64}Ni$. Ce travail a été fait en collaboration avec A. Chaumeaux et R. Schaeffer[34]. Nous indiquons dans le tableau I les paramètres obtenus.

Précisons que le travail d'analyse de la diffusion élastique est actuellement poursuivi par A. Chaumeaux qui envisage d'étudier :

- le rôle des corrections éventuelles à la densité modèle (18)
- l'incertitude due au manque de connaissance complète de l'amplitude nucléon-nucléon à 1 GeV ,
- la variation avec l'énergie des résultats (que l'on espère être très faible).

Sur ces deux derniers points, il est prévu une série d'expériences de diffusion élastique de protons à 600 MeV. A cette énergie les données de nucléon-nucléon ont permis de déterminer totalement les amplitudes proton-proton et proton-neutron. Il est donc probable que par la suite des précisions soient apportées aux paramètres des densités de neutrons du tableau I. Mais il est peu probable que ces corrections affecteront les résultats de la diffusion inélastique présentés ici.

2.3. La description des états excités

a) *Modèle collectif*

Nous possèdons des données expérimentales de diffusion (ee') pour tous les noyaux considérés (sauf le 3^- du ^{64}Ni) et les densités de transition

de protons qui en sont extraites le sont sous la forme modèle de la densité de transition des états collectifs (II,35) :

$$\rho^{LM}(\vec{r}) = \rho_L(r)\, Y^*_{LM}(\hat{r})$$

Dans la plupart des travaux, nous avons rencontré soit la paramétrisation gaussienne :

$$\rho_L(r) = X\, e^{-\left(\frac{r-c}{a}\right)^2} \qquad (19)$$

soit le modèle de Tassie[38] ou modèle hydrodynamique

$$\rho_L(r) = X\, r^{L-1} \frac{d}{dr} \rho(r) \qquad (20)$$

dans lequel $\rho(r)$ est la densité du fondamental (18). Remarquons que le vrai modèle de Tassie prévoit que les rayons et largeur c et a de $\rho_L(r)$ dans la formule (20) sont les mêmes que ceux de $\rho(r)$, mais en réalité on ne peut en général obtenir d'accord avec les facteurs de forme inélastiques expérimentaux qu'en donnant à c et a des valeurs voisines mais différentes.

Comme dans le cas de la diffusion élastique, nous supposerons que la densité de transition de neutrons a la même forme, (19) ou (20), et nous ajusterons les paramètres X_n, c_n, a_n pour reproduire la section efficace (pp').

Pratiquement, nous définissons par analogie avec le taux de transition électromagnétique B(EL) (6) :

$$B(N) = (2L+1)\left[\int_0^\infty r^L \rho_L^n(r)\, r^2 dr\right]^2 \qquad (21)$$

B(N) est fixé, dans le cadre du modèle utilisé, par X_n , c_n et a_n ; Nous ajusterons sur l'expérience B(N), c_n et a_n . Cela fait, nous pouvons calculer τ_p (8) et τ_n (9) et par conséquent τ_n/τ_p . Bien que τ_n et τ_p soient très dépendants du modèle utilisé pour les déterminer, on peut se demander si le rapport τ_n/τ_p n'est pas, lui, indépendant du modèle (ou moins dépendant). Pour cela il est important de pouvoir comparer les résultats avec ceux que l'on obtient en utilisant un autre modèle, micros-

copique (R.P.A.) pour les niveaux étudiés.

b) *Les fonctions d'onde de la R.P.A.*

Nous disposons de fonctions d'onde de la R.P.A. pour les états

3^- et 5^- du calcium 40 [39]

2^+ et 3^- des nickel 58, 60, 62, 64 [40]

3^- du plomb 208 [41]

Généralement, ces calculs de R.P.A. reproduisent bien les niveaux d'énergie des états excités, mais pas toujours les taux de transition électromagnétique B(EL). Ceci à cause de l'espace de configuration trop restreint choisi pour les calculs.

Le 3^- et 5^- du calcium 40 de la R.P.A. donnent des résultats excellents. Par contre les fonctions d'onde de Gillet, Giraud et Rho pour les nickel prédisent

- des B(E3) plus petits mais de l'ordre de grandeur des résultats expérimentaux ;
- des B(E2) un ou deux ordres de grandeur plus petits que l'expérience.

Ceci est en partie imputable à l'espace de configuration restreint choisi (couche fp + couche sd + $1g_{9/2}$) . Il permet cependant pour un niveau 3^- beaucoup d'excitations particule-trou du coeur de protons, d'où le relativement bon accord sur les B(E3). Par contre pour un 2^+, le nombre d'excitations particule-trou du coeur possibles est très limité, d'où le mauvais accord sur les B(E2). La situation est de nouveau bonne pour les isotones N = 28 (ouverts en protons), pour lesquels beaucoup d'excitations de deux quasi-particules dans la couche de valence contribuent au 2^+.

L'extension de l'espace a été réalisé pour les étain [42] et a amélioré sensiblement les résultats. Plutôt que de refaire les calculs de R.P.A. notre philosophie sera de considérer que les fonctions d'onde actuelles donnent des densités de transition radiales bien collectives (forme ressemblant à une gaussienne centrée au voisinage de la surface du noyau : figures 7). L'effet de la troncation de l'espace sera corrigé par des facteurs multiplicatifs des densités de transition de protons et de neutrons Λ_p et Λ_n . Le bon accord obtenu avec le modèle microscopique pour les sections efficaces montrera a posteriori que cette méthode est raisonnable.

Λ_p sera déterminé de façon à reproduire les résultats de diffusion d'électrons. La première idée est de l'ajuster sur le B(EL) tiré de (e,e').

Mais comme cette quantité dépend du modèle choisi (Tassie ou gaussienne), nous avons préféré l'ajuster de façon que les facteurs de forme de la R.P.A. et du modèle collectif coïncident à l'endroit où ce dernier passe par les points expérimentaux, c'est-à-dire le plus souvent au voisinage du premier maximum.

Λ_n , lui, sera ajusté de façon à reproduire la section efficace (p,p'). On peut alors calculer τ_n , τ_p , τ_n/τ_p donnés par le modèle microscopique.

Outre qu'il apporte une deuxième façon de calculer τ_n/τ_p , le calcul microscopique offre l'avantage par rapport au calcul avec un modèle collectif de permettre le traitement exact de la contribution des termes spin-orbite, $\sigma_1.\sigma_2$ et tenseur (ces deux derniers contribuant très peu pour les états collectifs). De plus il permet de tester la validité de la forme radiale de la densité de transition de la R.P.A.

3. Présentation des résultats

3.1. Les états 3^- et 5^- du ^{40}Ca

Ces états servent de test à la théorie. En effet, le calcium 40 est un noyau doublement magique, non déformé. L'espace de configuration incluant une couche majeure suffit à décrire les états les plus bas de parité négative. De plus les excitations T = 1 étant très petites comparées aux excitations T = 0, on peut appliquer le même facteur de normalisation aux fonctions d'onde de la R.P.A. [39] $\Lambda_p = \Lambda_n = \Lambda$.

Dans l'analyse avec un modèle collectif, nous avons imposé que la densité de transition des neutrons soit identique à celle des protons. Le résultat présent est donc issu d'un calcul sans paramètre. Pour la densité de transition de protons $\rho_L^p(r)$, nous avons choisi la forme gaussienne préconisée par Heisenberg, Mc Carthy et Sick[25] de préférence au modèle de Tassie[24] qui surestime les B(EL) [43] et donne une distribution angulaire moins bonne. Les Figures 2 et 3 montrent les distributions angulaires obtenues avec le modèle collectif et la R.P.A. comparées à l'expérience.

La fonction d'onde R.P.A. est renormalisée de 20% ($\Lambda = 1.2$) pour le 3^- et 12% ($\Lambda = 1.12$) pour le niveau 5^- . Insistons sur le fait que le facteur de forme du modèle collectif est directement tiré des expériences de diffusion d'électrons, sans ajustement. Le bon accord obtenu tant pour la

normalisation que pour la distribution angulaire nous permet d'affirmer que la théorie reproduit assez bien la réalité pour être utilisable dans l'analyse des transitions de noyaux ouverts en neutrons.

3.2. Les états 2^+ du ^{42}Ca, ^{44}Ca et ^{48}Ti

Pour ces états, il n'existe pas de calcul R.P.A. Nous avons utilisé la forme gaussienne[19] de $\rho_L^p(r)$ et $\rho_L^n(r)$ et les données de diffusion d'électrons de Heisenberg, Sick et Mc Carthy [25]. Si l'on admet que le paramètre de déformation β_L est le même pour les neutrons et les protons, le modèle vibrationnel prévoit la règle $\tau_n/\tau_p = N/Z$. Ce que nous allons déterminer c'est la déviation par rapport à cette règle. Nous définissons le paramètre η :

$$\frac{\tau_n}{\tau_p} = \eta \frac{N}{Z} \qquad (22)$$

La donnée de η, c_n, a_n fixe la géométrie et la normalisation de $\rho_L^n(r)$. Ces trois paramètres sont ajustés de façon à reproduire l'ensemble de la distribution angulaire pp'. Les résultats sont présentés dans le tableau II et les courbes comparées à l'expérience sur les figures 4,5 et 6. De façon à utiliser des paramètres comparables pour protons et neutrons, les rayons et largeurs présentés dans les tableaux sont relatifs à des densités de transition de "charge". Les densités de transition $\rho_L^p(r)$ et $\rho_L^n(r)$ sont les densités de "charge" déconvolées de la densité de charge du proton.

Les résultats montrent une déviation par rapport à la règle N/Z de 40% à 20%, mais la variation n'est pas systématique. On remarque aussi que dans les trois cas $c_n < c_p$ et $a_n > a_p$.

3.3. Les états 2^+ des nickel

Nous avons utilisé les données de (e,e') à 300 MeV [44] qui permettent d'avoir les facteurs de forme sur une gamme étendue de moments $0,5 \leq q \leq 2.5$ fm^{-1} . Ces données ont été analysées sous la forme (19).

Comme nous l'avons indiqué plus haut les taux de transition sont mal reproduits par les fonctions d'onde R.P.A. de Gillet, Giraud et Rho[40] pour ces niveaux. Le facteur de normalisation Λ_p est ajusté sur le maximum du facteur de forme de protons. Λ_n est ajusté sur la section efficace (pp').

Les résultats sont présentés dans les tableaux II et III et sur les figures 9, 11, 13, 15. Nous indiquons les deux nombres $F_n(q_{max})/F_p(q_{max})$ et τ_n/τ_p déterminés par les deux modèles, ainsi que la déviation η par rapport à la règle N/Z .

Nous montrons aussi, pour bien comprendre ce qui est mesuré, les sections efficaces à l'approximation de Born avec les densités de transition de protons ou de neutrons seules (Figures 8a et 8d) pour les états 2^+ du ^{58}Ni et ^{64}Ni . Nous voyons que la différence importante aux grands moments entre les facteurs de forme du modèle collectif et de la R.P.A. est loin de se retrouver sur les distributions angulaires (p,p') quand on tient compte de la distorsion des fonctions d'onde de diffusion.

Afin de comprendre d'où vient la différence aux grands moments entre les deux modèles, nous avons tracé (Figure 7a) $r^2\,\rho_L^p(r)$ et $r^2\,\rho_L^n(r)$ en fonction de r/R_o ($R_o = 1.2\,A^{1/3}$). Nous montrons aussi sur la même figure le facteur de coupure $|e^{2i\delta_\ell}|$ en fonction de ℓ/kR_o .

Nous observons les faits suivants :

- la densité de transition de la R.P.A. reproduit le caractère collectif de la forme gaussienne centrée au voisinage de la surface du noyau. Elle diffère de la densité de transition du modèle collectif en ce qui concerne la position respective et le rapport des maxima de $\rho_L^p(r)$ et $\rho_L^n(r)$. Cependant le fait que l'extension spatiale des neutrons est plus grande que celle des protons est bien reproduit par la R.P.A.
- les densités de transition de la R.P.A. et du modèle collectif diffèrent beaucoup dans la région intérieure $r < 0.5\ R_o$, mais ceci n'est pas visible sur les sections efficaces (p,p') à cause de l'absorption.
- le rapport des neutrons aux protons n'est bien déterminé, et identique pour les deux modèles, que sur la queue des densités de transition, dans la région de surface qui est précisément celle qui contribue à la diffusion.

Dans le tableau III, le rapport $F_n(q_{max})/F_p(q_{max})$ qui est indiqué est le même pour la R.P.A. et le modèle collectif. Par contre les nombres τ_n/τ_p et donc η diffèrent. On remarque cependant que pour les deux modèles η augmente quand on va du ^{58}Ni au ^{64}Ni .

3.4. Les états 3^- des nickel

Les résultats sont moins précis que pour les 2^+ à cause de la pauvreté

des résultats expérimentaux de diffusion d'électrons.

Pour les ^{58}Ni et ^{62}Ni, nous disposons de points expérimentaux à petit transfert [45] ($0.3 < q < 0.5$ fm^{-1}) qui ont été analysés avec le modèle de Tassie[20]. L'absence de points à des transferts plus grands laisse un doute sur la capacité de ce modèle à donner un bon accord sur l'ensemble du facteur de forme et par conséquent sur la validité des B(E3) qui en sont extraits.

Comme nous le montrons sur la Figure 8b, Λ_p a été ajusté pour que le facteur de forme de la R.P.A. coïncide avec celui du modèle collectif à l'endroit où sont concentrés les points expérimentaux. Nous voyons que la différence de normalisation assez nette entre les maxima des facteurs de forme des deux modèles ne se retrouve pas sur la section efficace. Néanmoins le déphasage subsiste. C'est, rappelons le, un effet de la dispersion en moment due à la distorsion des ondes optiques illustrée par la formule (13). Pour le ^{60}Ni 3^-, nous avons utilisé des données (e,e') à 180 MeV et 250 MeV [46] couvrant des transferts de 0,4 fm^{-1} à 1,6 fm^{-1}. Λ_p est ajusté sur le maximum du facteur de forme (Figure 8c).

Il n'existe pas de données de diffusion d'électrons pour le 3^- du ^{64}Ni. Nous avons utilisé les Λ_p Λ_n déterminés par Terrien à basse énergie. Λ_p est probablement surestimé, bien que l'accord obtenu avec ces paramètres soit très bon.

Les résultats sont montrés sur les Figures 10, 12, 14, 16 et dans les tableaux II et III. L'écart par rapport à la règle N/Z est d'environ 30% à 40%, sauf pour le ^{60}Ni .

3.5. L'état 3^- du plomb 208

La densité de transition de protons mesurée en diffusion d'électrons[47] est paramétrisée sous la forme :

$$\rho_3(r) = r^2 \times \left\{ e^{-\left(\frac{r-r_1}{a_1}\right)^2} + b\, e^{-\left(\frac{r-r_2}{a_2}\right)^2} \right\} \qquad (23)$$

Le taux de transition $B(E3) = 6.24\ 10^5\ e^2\ fm^6$ trouvé avec ce modèle est identique à celui qui est déterminé par la méthode indépendante d'un modèle[26]. Les paramètres du modèle (23) pour $\rho_L^p(r)$ sont :

$r_1 = 6.34$ $a_1 = 1.386$ $b = 0.97$ $r_2 = 2.59$ $a_2 = 1.357$

Nous avons adopté pour les neutrons la même forme. Cependant nous avons constaté que seules les variations de r_1 et a_1 , paramètres du pic à 6 fm influencent la distribution angulaire (p,p'). On peut même mettre le pic interne pour les neutrons à zéro sans rien changer à la section efficace. On comprend cela en remarquant sur la Figure 1 que l'absorption est pratiquement totale dans cette région. C'est un cas où la diffusion de protons ne peut livrer de renseignements sur les détails de la densité de transition.

Nous obtenons l'accord montré sur la Figure 17 avec les paramètres des neutrons :

$r_1 = 5.80$ $a_1 = 1.85$ $\tau_n/\tau_p = 1.34$ $\eta = 0.87$

et $F_n(q_{max}) / F_p(q_{max}) = 1.27$.

Le calcul avec la fonction d'onde de la R.P.A. donne

$\Lambda_p = 1.44$ $\Lambda_n = 1.79$ $\tau_n/\tau_p = 1.82$ $\eta = 1.18$

et $F_n(q_{max}) / F_p(q_{max}) = 1.5$.

On voit que la difficulté de distinguer les détails de la densité de transition se traduit par une erreur importante, 25% environ, sur les quantités déterminées par l'analyse τ_n/τ_p , η et $F_n(q_{max})/F_p(q_{max})$.

4. Discussion des erreurs introduites par la méthode

Les trois sources d'incertitude sont :

- les corrections éventuelles à apporter à la théorie : corrélations à deux corps, correction à l'amplitude nucléon-nucléon libre
- l'incertitude actuelle sur les données de la diffusion nucléon-nucléon à 1 GeV .
- l'incertitude sur les résultats de la diffusion d'électrons, en particulier sur les taux de transition électromagnétiques.

En ce qui concerne le deuxième ordre de K.M.T. dû aux corrélations

à courte portée, nous avons fait le calcul (II,49) de l'estimation de ce deuxième ordre présentée au Chapitre II en utilisant la valeur de $r_o = 0.88$ fm qui correspond à la longueur de corrélation $\ell_c = 0.74$ fm communément admise.

Nous montrons sur les figures 18, 19, 20 et 21 l'effet des corrélations c'est-à-dire des corrections au deuxième ordre du potentiel optique et de l'opérateur de transition pour les niveaux 3^- et 5^- du calcium 40 et les niveaux 2^+ et 3^- du nickel 58. Cette correction change la section efficace de 4% environ, ce qui correspond à un changement de 4% des valeurs τ_n/τ_p et $F_n(q_{max})/F_p(q_{max})$. Rappelons que les corrections (I,22b) à l'amplitude nucléon-nucléon libre sont de l'ordre de 1/A fois la correction du deuxième ordre de K.M.T. (ou même plus petites).

En ce qui concerne l'amplitude nucléon-nucléon (14), l'incertitude sur c_o , α et β est de peu d'importance pour les résultats présentés. En effet le terme spin orbite n'apporte qu'une petite modification aux grands moments à la section efficace. D'autre part la portée α de l'amplitude centrale, égale à 0.24 fm^2 est assez petite devant les dimensions du noyau ($a^2 \sim 1.6$ à 2 fm^2) pour qu'une variation de 20% sur α ne modifie pas le paramètre η déterminé par notre analyse. Il est difficile par contre d'estimer l'effet de la dispersion en énergie due au mouvement de Fermi des nucléons de la cible. Si l'on considère que les nucléons ont des impulsions pouvant aller jusqu'à 1.4 fm^{-1}, la cinématique montre que l'amplitude nucléon-nucléon qu'il faudrait introduire correspond à des énergies allant de 740 MeV à 1.4 GeV. Remarquons cependant que la section efficace totale et la dépendance en q de la section efficace élastique varient très lentement dans ce domaine d'énergie[31]. Il serait intéressant de refaire cette analyse à une énergie pour laquelle on possède des données complètes de nucléon-nucléon et encore assez élevée pour que les approximations de la théorie soient justifiées. Un tel travail est envisagé à 600 MeV par les expérimentateurs de Saturne.

Enfin nous avons déjà mentionné l'incertitude sur les B(EL) extraits de la diffusion d'électrons. Les incertitudes sur τ_p contenues dans les données que nous avons utilisées sont d'environ 10% pour les états 3^- des nickel, 5% pour les états 3^- et 5^- du ^{40}Ca et 3% pour les états 2^+ des isotopes du calcium et du titane. Mais ces incertitudes données dans la littérature ne reflètent pas la dépendance du modèle. La comparaison des résultats donnés dans le tableau III pour le modèle collectif et le modèle

microscopique peut être considérée comme typique de l'incertitude due au modèle. Cette incertitude est en général de l'ordre de 10%.

En conclusion, l'utilisation de protons de 1 GeV s'avère être un outil précis pour la détermination des densités de transition de neutrons. L'incertitude sur les résultats présentés peut être diminuée par une meilleure connaissance des densités de transition de protons extraites de la diffusion d'électrons et de l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon.

Les résultats obtenus confirment, dans la limite des incertitudes indiquées plus haut, ceux qui avaient été déterminés par Y. Terrien à basse énergie. Il serait intéressant de contrôler de façon décisive leur validité par une analyse de diffusion inélastique de protons sur les mêmes noyaux à une énergie intermédiaire ($\sim$ 600 MeV).

TABLEAU I

Les paramètres de la densité de protons et de neutrons du fondamental (18), [34]

	c_p	a_p	ω	c_n	a_n
^{40}Ca	3.6758	0.5851	-0.102	3.62	0.59
^{42}Ca	3.7278	0.5911	-0.116	3.53	0.68
^{44}Ca	3.7481	0.5715	-0.095	3.53	0.67
^{48}Ti	3.8551	0.5626	-0.076	3.7	0.67
^{48}Ca	3.7444	0.5255	-0.03	3.85	0.57
^{58}Ni	4.3092	0.5169	-0.1308	4.2	0.598
^{60}Ni	4.4891	0.5369	-0.2668	4.2	0.751
^{62}Ni	4.4425	0.5386	-0.209	4.295	0.688
^{64}Ni	4.5211	0.5278	-0.2284	4.26	0.653
^{208}Pb	6.4	0.54	0.32	6.4	0.65

Nota : Pour la densité de neutrons du Plomb, nous avons pris les paramètres déterminés par I. Ahmad [11].

TABLEAU II

Paramètres de l'analyse avec modèle collectif

	Forme	$\frac{B(EL)}{e^2 Fm^{2L}}$	C_p	a_p	$\frac{B(N)}{e^2 Fm^{2L}}$	C_n	a_n	η
$^{42}Ca\ 2^+$	(19)	320	3.541	1.459	791	3.42	1.65	1.43
$^{44}Ca\ 2^+$	(19)	480	3.69	1.428	1062	3.44	1.63	1.24
$^{48}Ti\ 2^+$	(19)	537	3.777	1.34	1622	3.52	1.6	1.47
$^{58}Ni\ 2^+$	(19)	706	4.316	1.336	983	4	1.52	1.1
$^{60}Ni\ 2^+$	(19)	914	4.352	1.299	2056	3.9	1.9	1.31
$^{62}Ni\ 2^+$	(19)	840	4.238	1.272	2279	3.9	1.8	1.36
$^{64}Ni\ 2^+$	(19)	832	4.326	1.287	2751	3.9	1.9	1.4
$^{58}Ni\ 3^-$	(20)	18600	4.28	0.565	39450	4.	0.64	1.36
$^{60}Ni\ 3^-$	(20)	27800	3.86	0.565	30260	4.2	0.55	0.91
$^{62}Ni\ 3^-$	(20)	20780	4.31	0.566	45600	3.8	0.58	1.22

Nota : Les rayons et largeurs des densités de transition de neutrons sont déterminés avecune précision de 10%.

TABLEAU III

Comparaison des résultats extraits de la RPA
et du modèle collectif

	λ_p	λ_n	$\frac{F_n(q_{max})}{F_p(q_{max})}$	$\frac{\tau_n^{col}}{\tau_p}$	$\frac{\tau_n^{micro}}{\tau_p}$	η^{col}	η^{micro}
$^{58}Ni\ 2^+$	4.32	1.94	1.225	1.178	1.256	1,1	1.17
$^{60}Ni\ 2^+$	3.16	1.696	1.356	1.5	1.38	1.31	1,2
$^{62}Ni\ 2^+$	2.71	1.663	1.469	1.646	1.477	1,356	1.22
$^{64}Ni\ 2^+$	3.	1.96	1.62	1.82	1.64	1.4	1,27
$^{58}Ni\ 3^-$	1.41	1.3	1.32 1.33	1.456	1.475	1,36	1,37
$^{60}Ni\ 3^-$	1.45	1.2	0.96 1.125	1.043	1.123	0,91	1,08
$^{62}Ni\ 3^-$	1.33	1.5	1.75 1.92	1.48	1.7	1,22	1,4
$^{64}Ni\ 3^-$	1.6	1.8			1,58		1,3
$^{208}Pb\ 3^-$	1.44	1.79	1.27 1.5	1.34	1,82	0,87	1,18

Nota : Quand deux nombres figurent dans la colonne $F_n(q_{max})/F_p(q_{max})$ le premier se rapporte au modèle collectif.

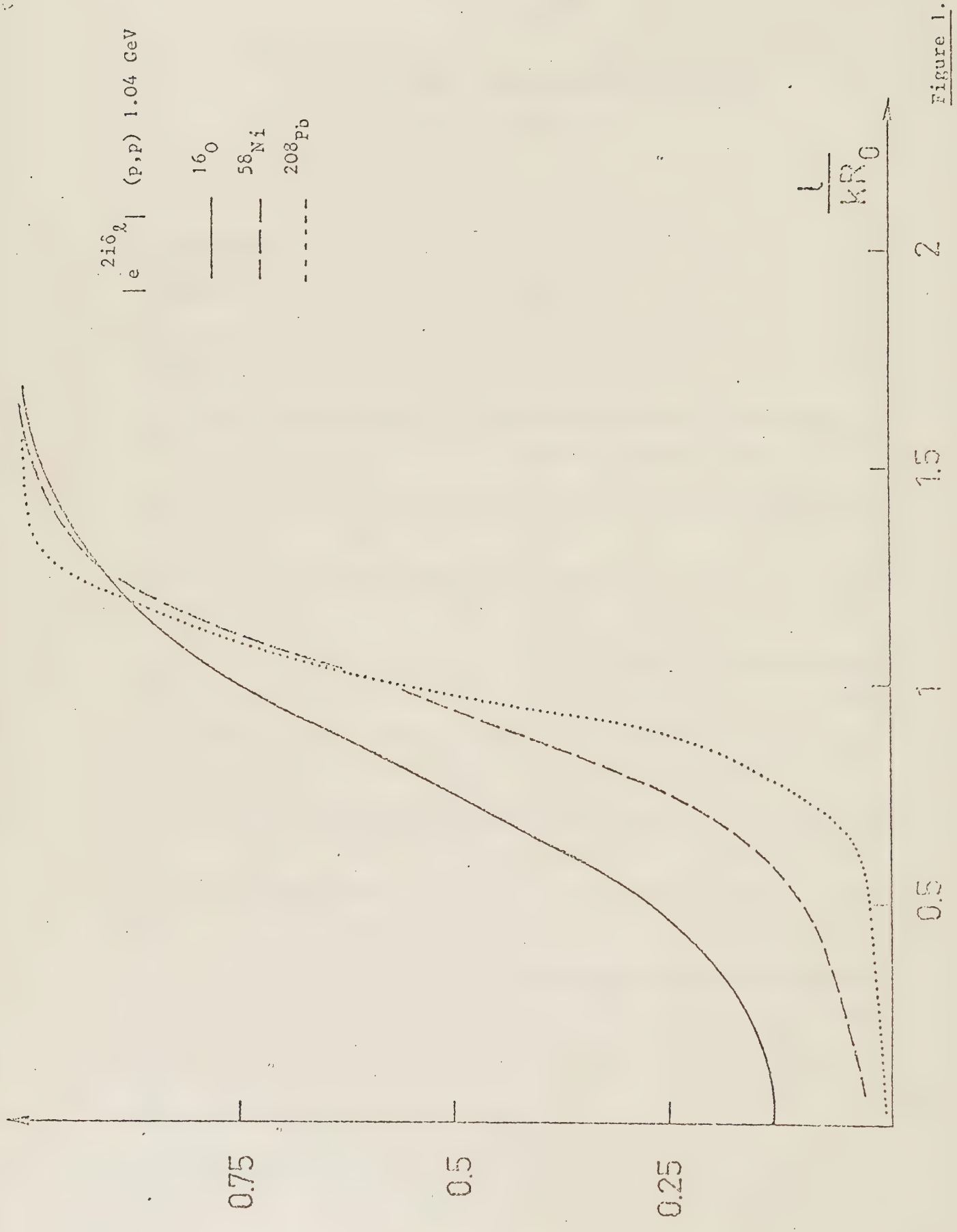

$|e^{2i\delta_2}|$ (p,p) 1.04 GeV
^{16}O
^{58}Ni
^{208}Pb
$\frac{L}{kR_0}$
0.5
1
1.5
2
0.75
0.5
0.25

Figure 1.

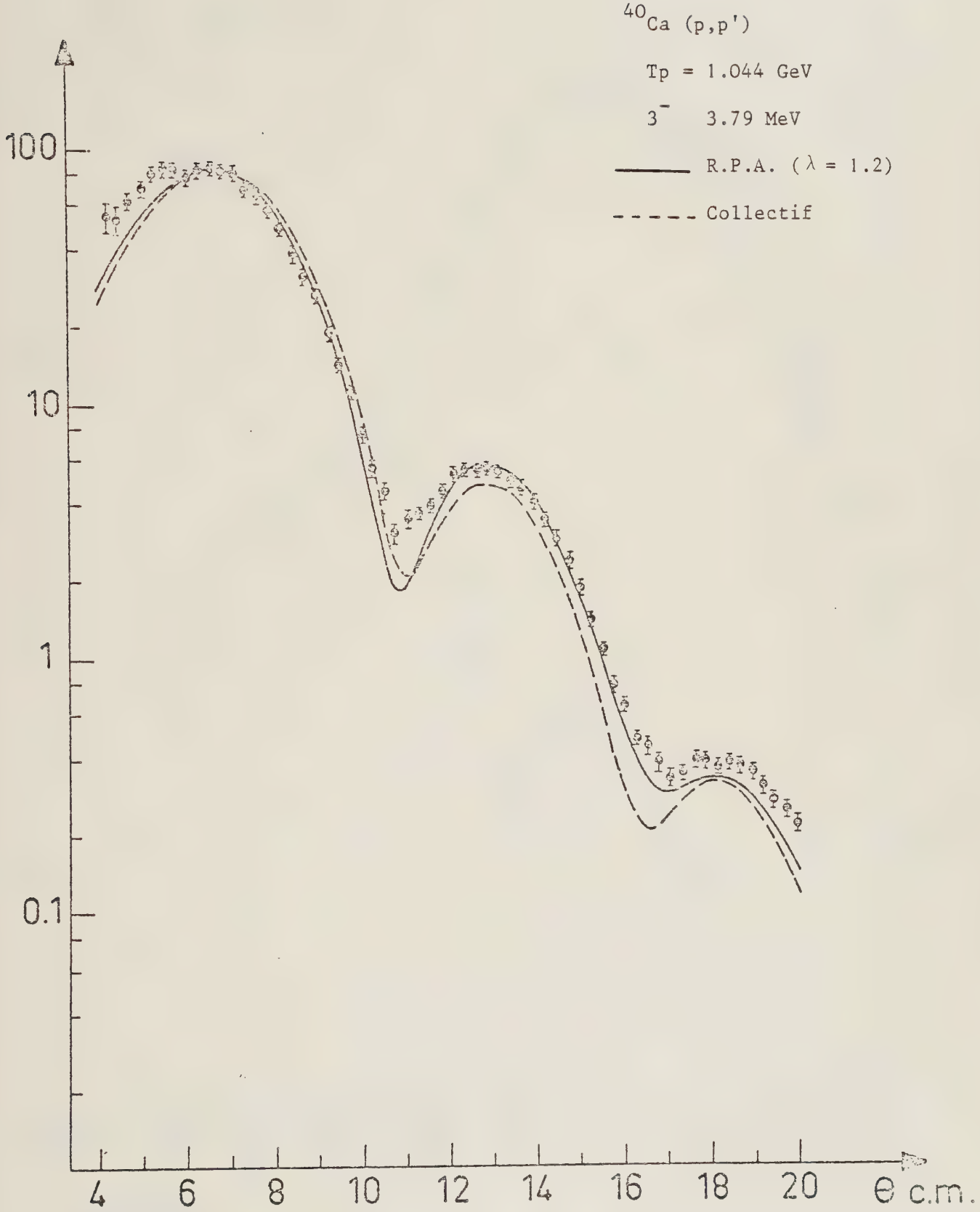

^{40}Ca (p,p')
Tp = 1.044 GeV
3$^-$ 3.79 MeV
R.P.A. (λ = 1.2)
Collectif
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m.

Figure 2.

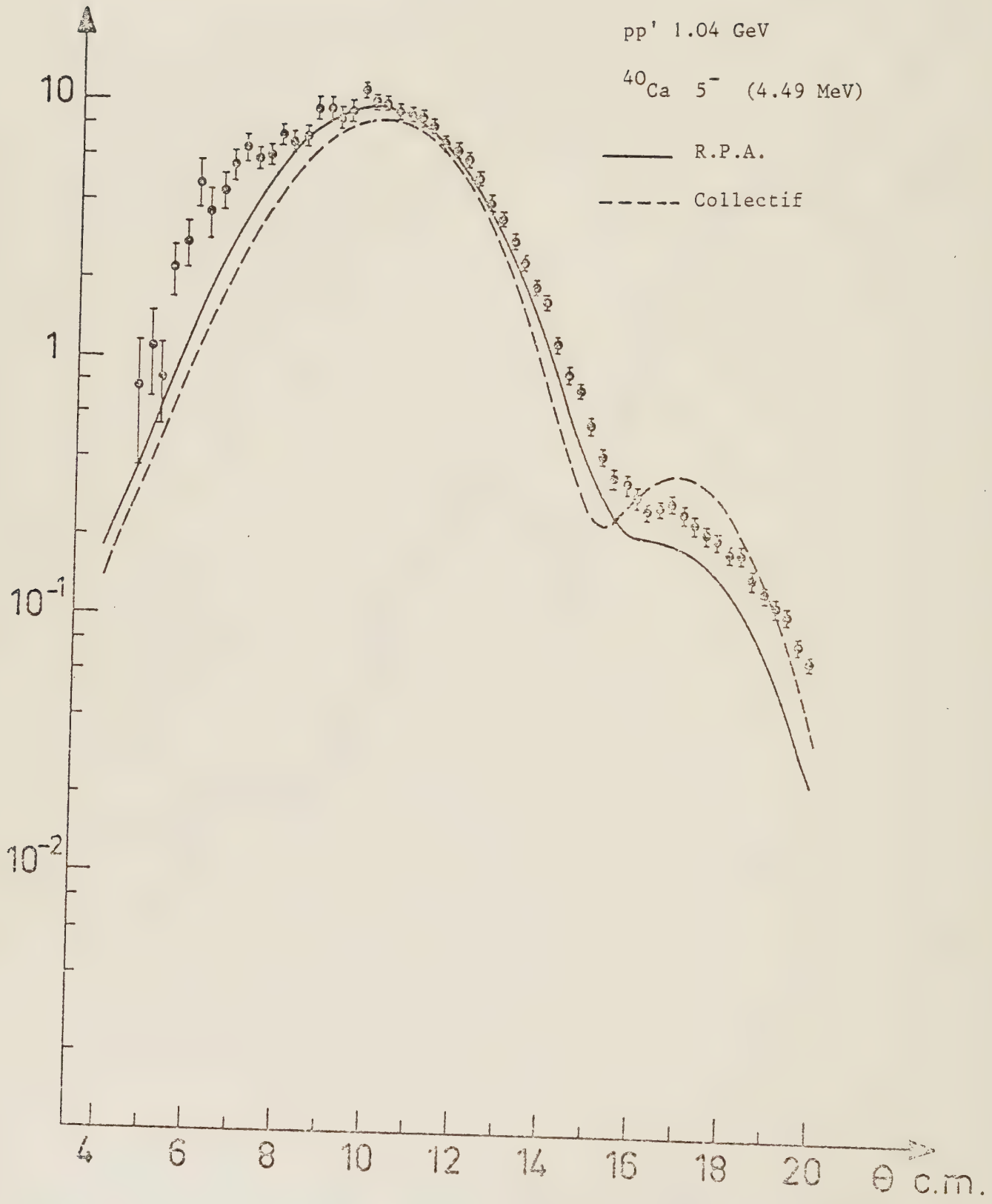

pp' 1.04 GeV
^{40}Ca 5$^-$ (4.49 MeV)
R.P.A.
Collectif
10
1
10^{-1}
10^{-2}
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m.

Figure 3.

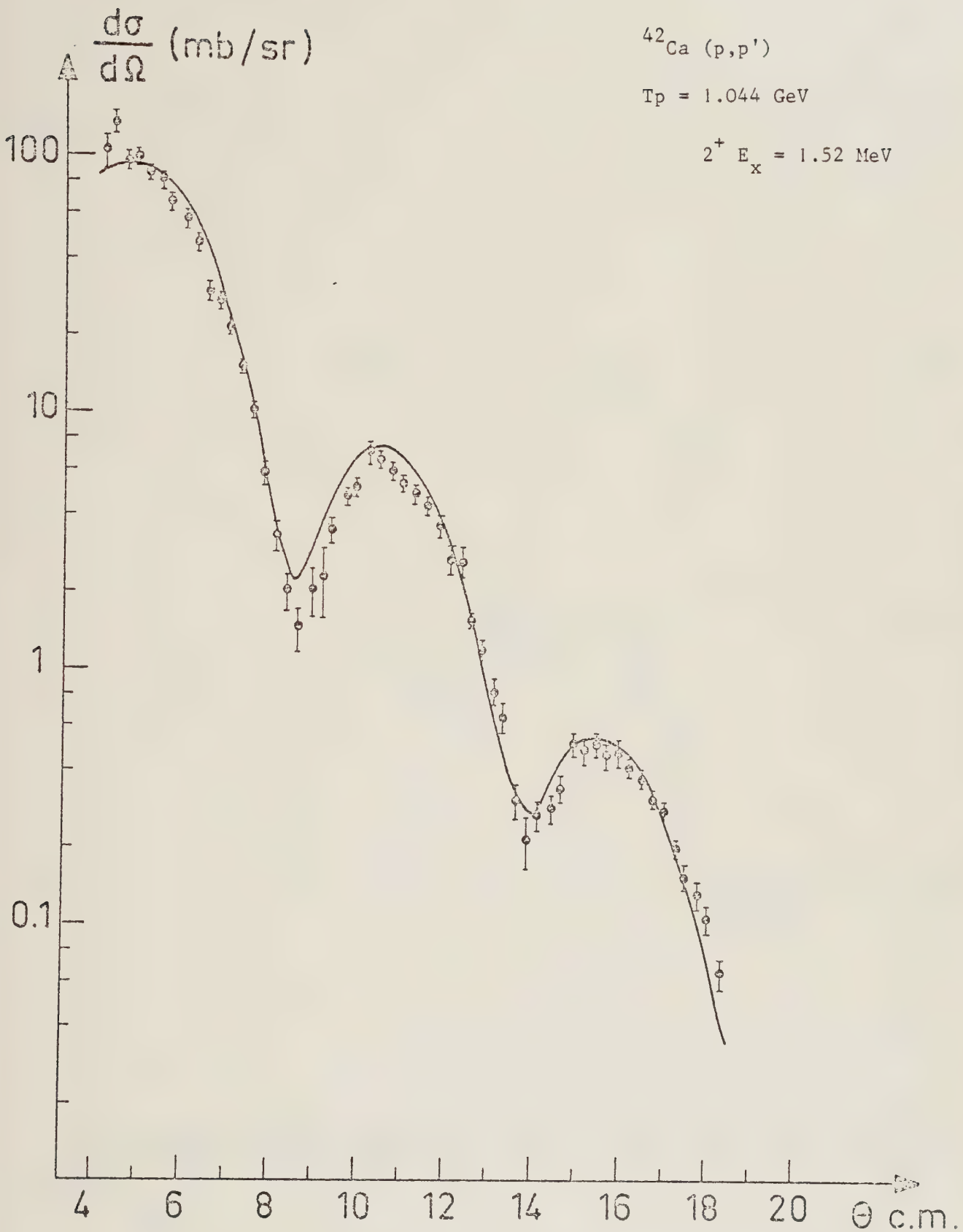

dσ/dΩ (mb/sr)
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
Θ c.m.
42Ca (p,p')
Tp = 1.044 GeV
2+ Ex = 1.52 MeV

Figure 4.

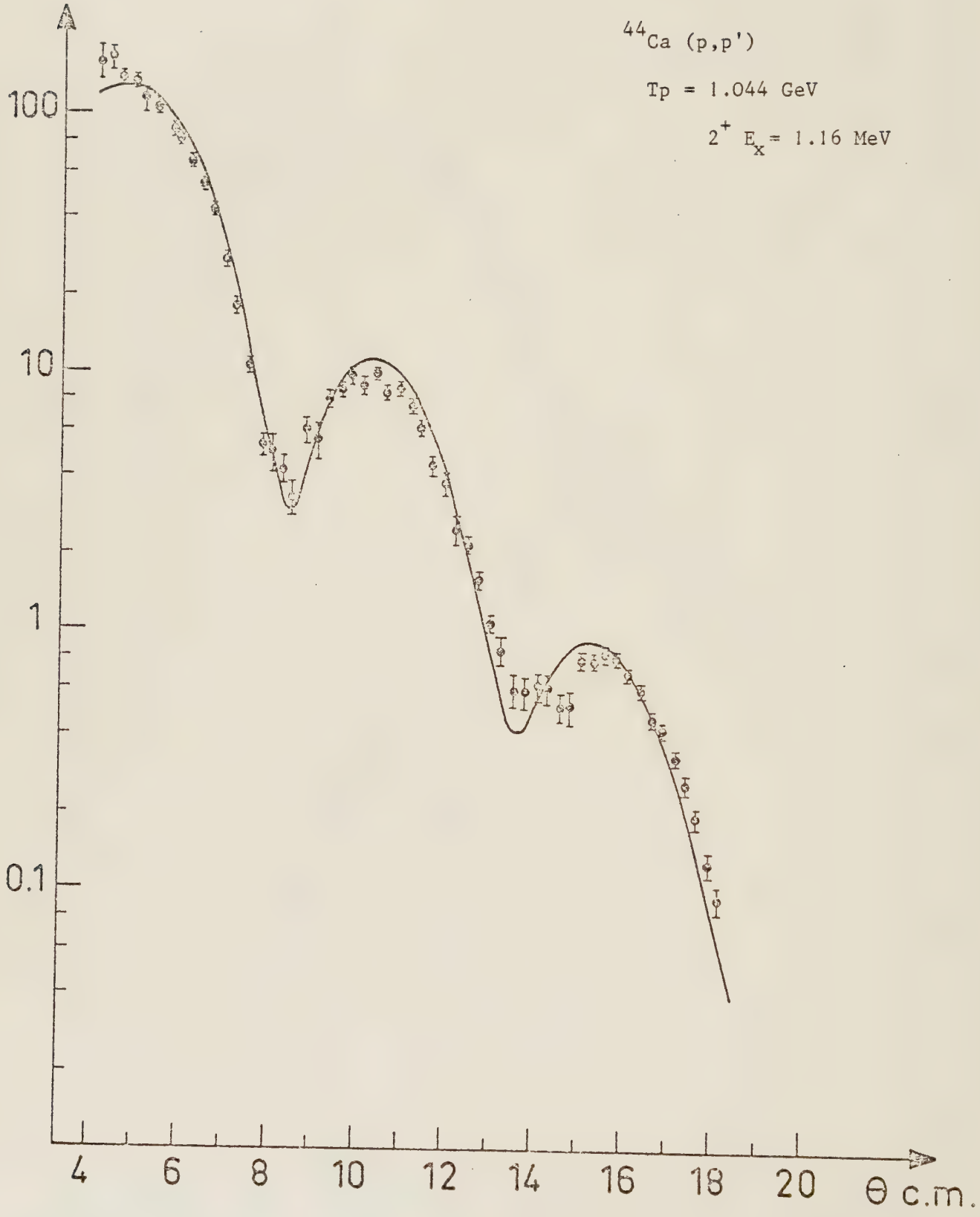

^{44}Ca (p,p')
Tp = 1.044 GeV
2^+ E_x = 1.16 MeV
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m.

Figure 5.

^{48}Ti (p,p')
Tp = 1.044 GeV
2^+ E_x = 0.98 MeV
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m.

Figure 6.

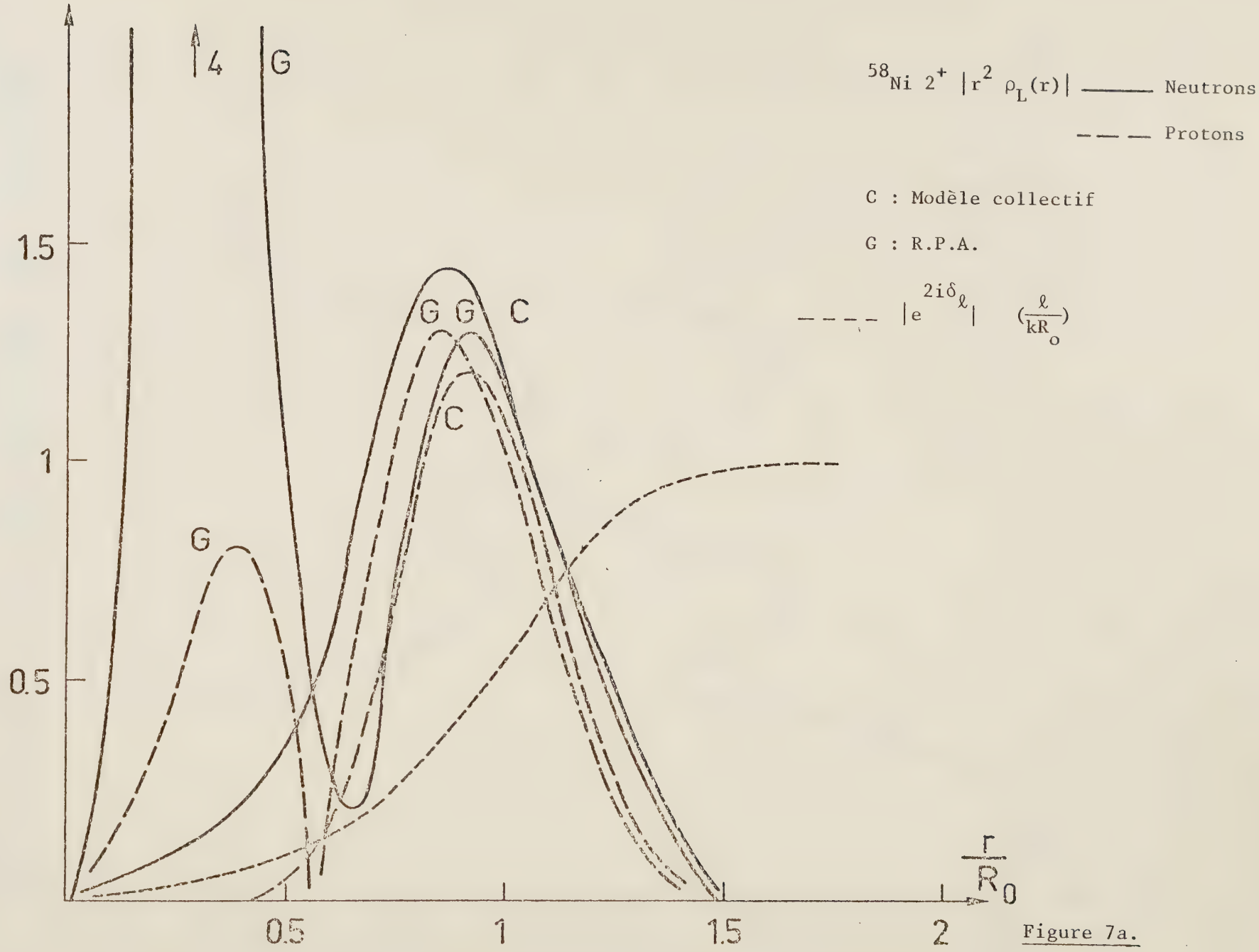

4
G
1.5
1
0.5
G G C
C
G
0.5
1
1.5
2
r/R0
58Ni 2+ |r2 ρL(r)| —— Neutrons
– – – Protons
C : Modèle collectif
G : R.P.A.
---- |e2iδℓ| (ℓ/kR0)

Figure 7a.

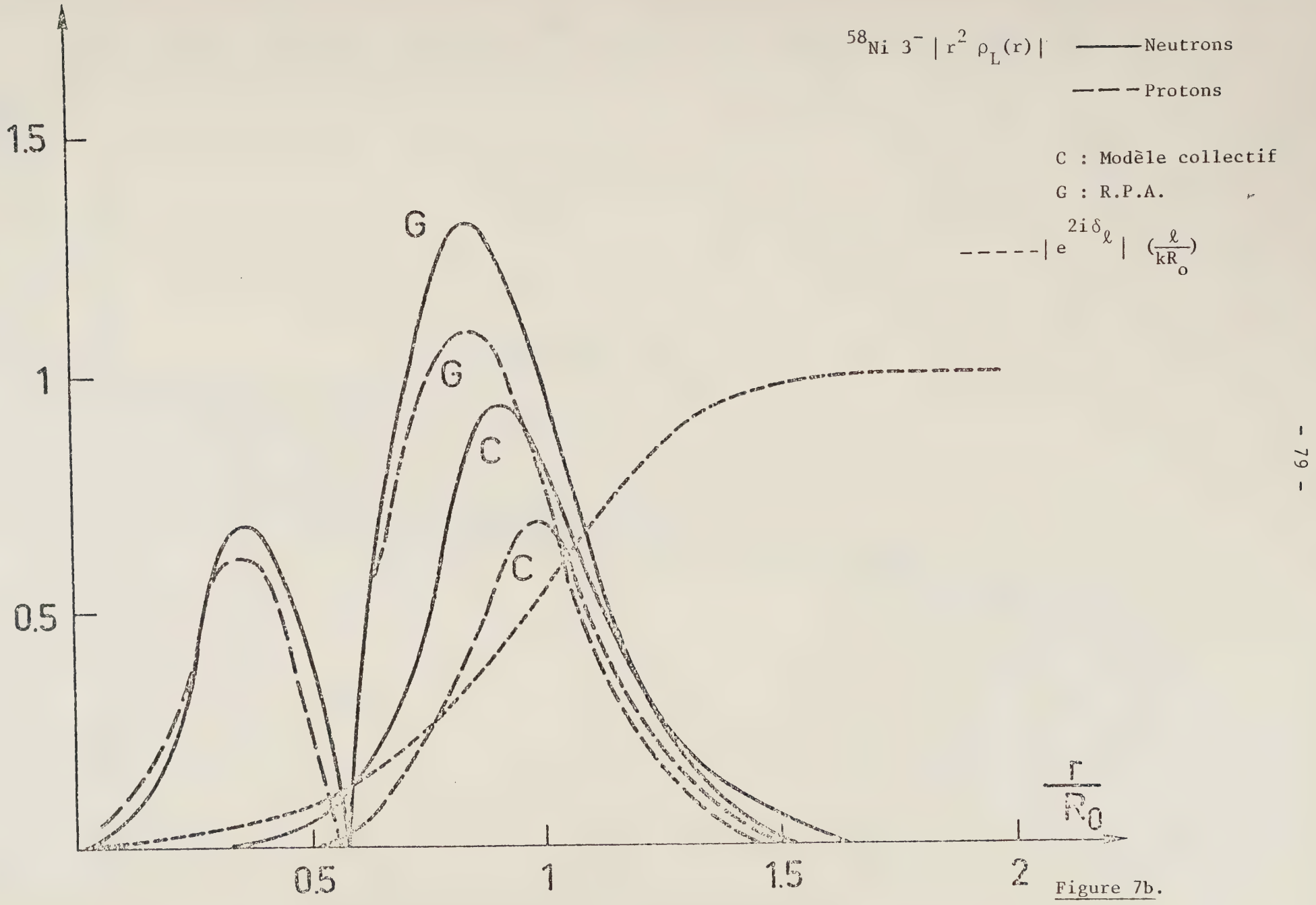

^{58}Ni 3$^-$ | r^2 ρ_L(r) |
Neutrons
Protons
C : Modèle collectif
G : R.P.A.
| e$^{2i\delta_\ell}$ | ($\frac{\ell}{kR_o}$)
1.5
1
0.5
G
G
C
C
0.5
1
1.5
2
r/R$_0$

Figure 7b.

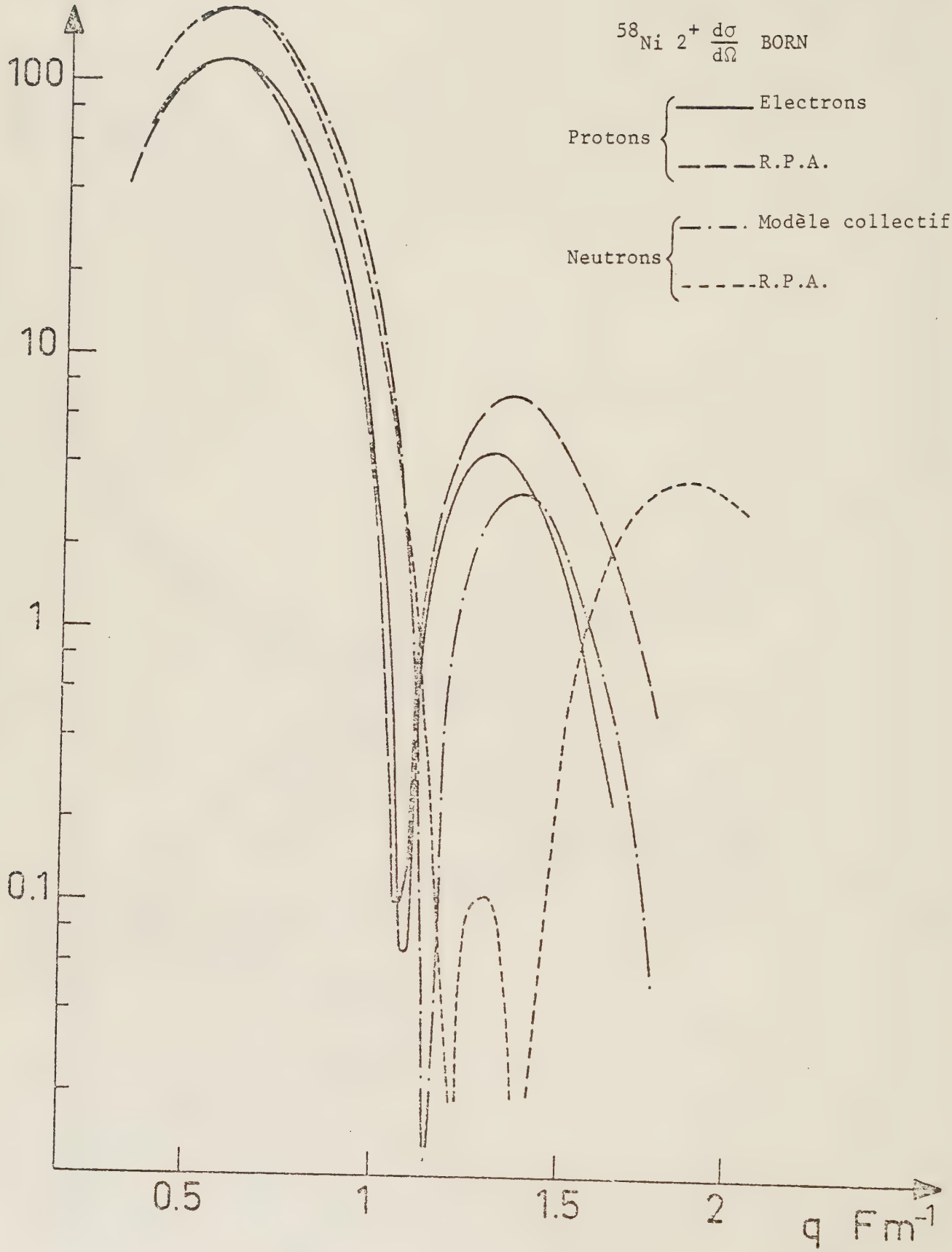

^{58}Ni 2^{+} $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ BORN
Protons
Electrons
R.P.A.
Neutrons
Modèle collectif
R.P.A.
100
10
1
0.1
0.5
1
1.5
2
q Fm^{-1}

Figure 8a.

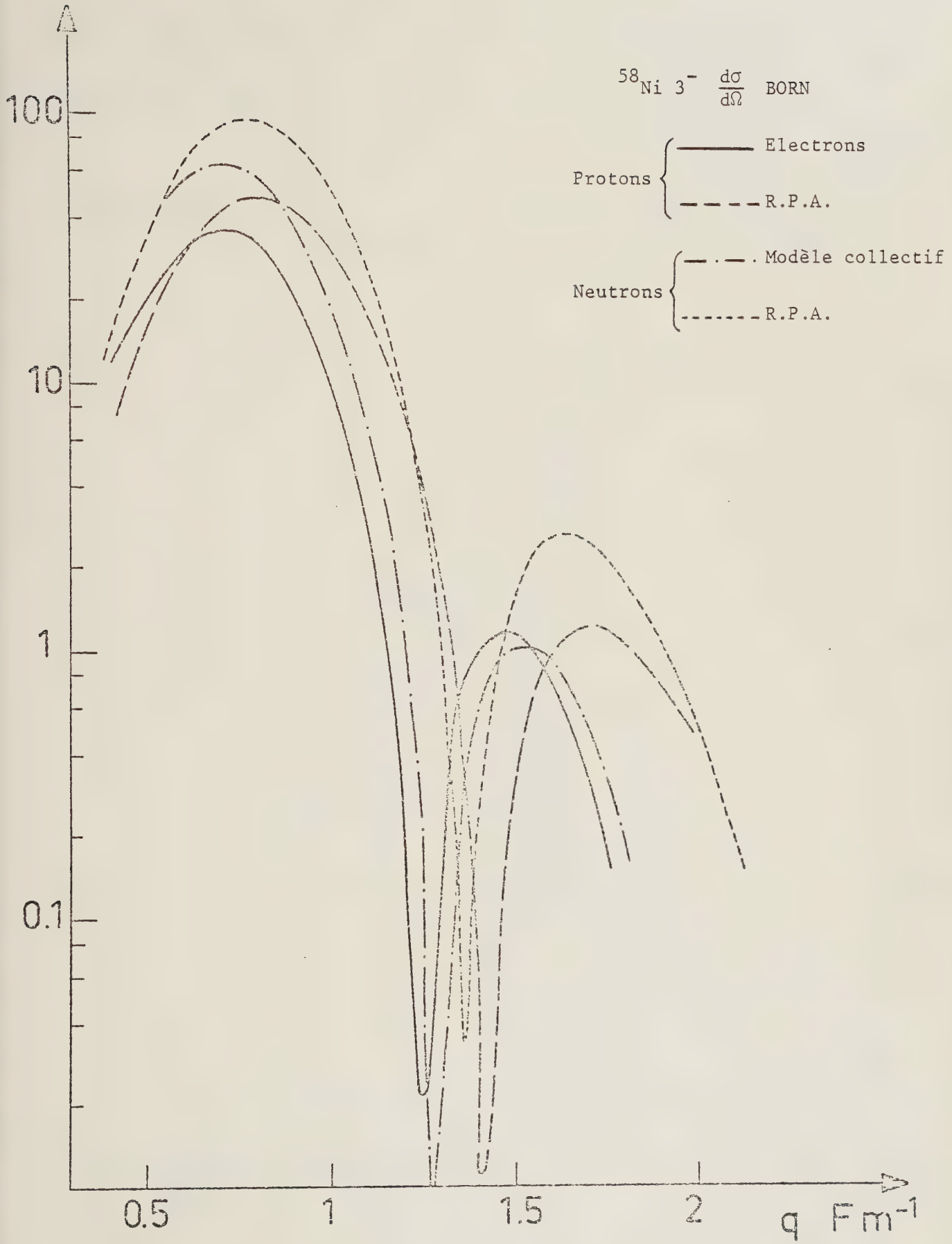

^{58}Ni 3$^-$ $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ BORN
Protons
Electrons
R.P.A.
Neutrons
Modèle collectif
R.P.A.
100
10
1
0.1
0.5
1
1.5
2
q Fm^{-1}

Figure 8b.

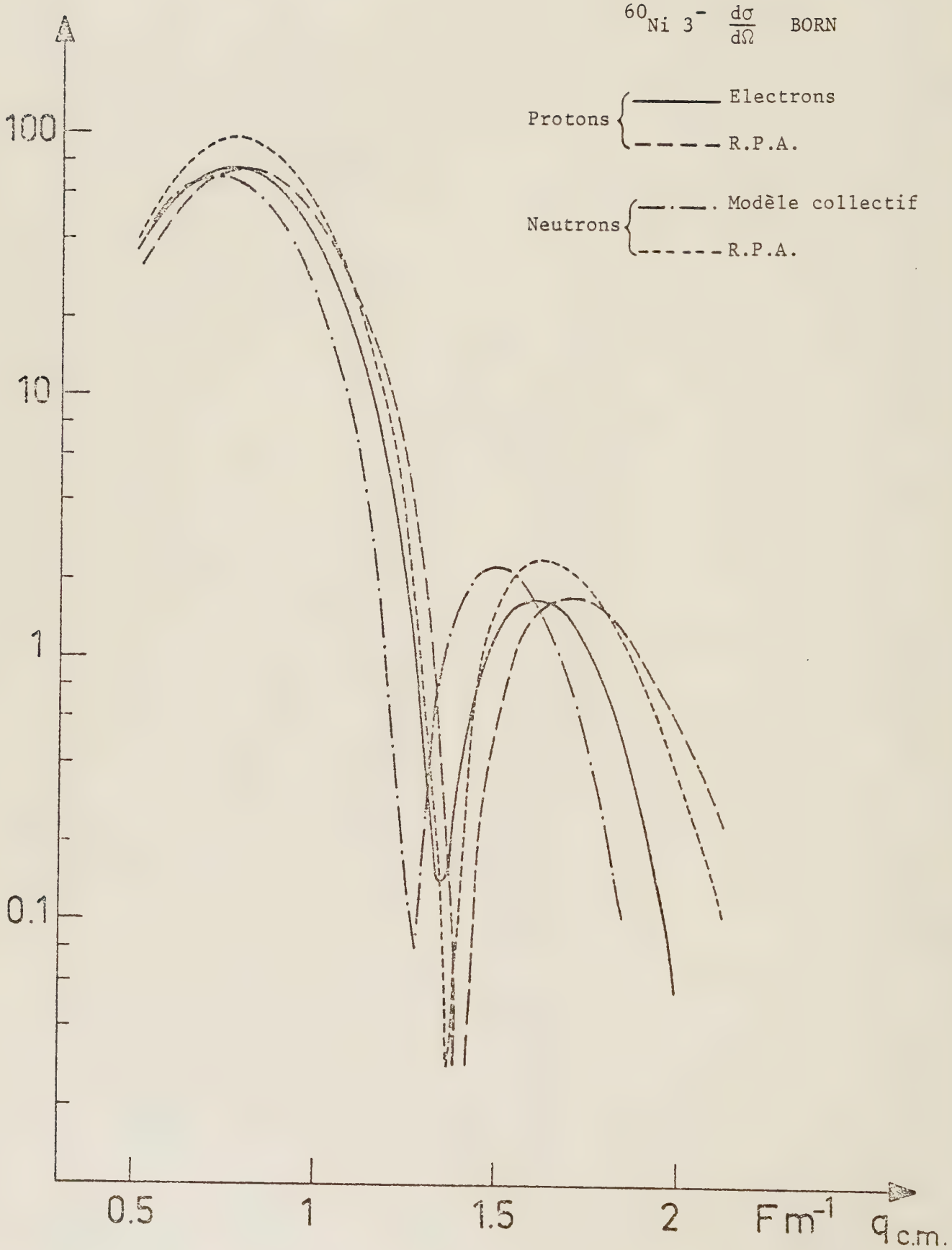

^{60}Ni 3$^-$ $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ BORN
Protons
Electrons
R.P.A.
Neutrons
Modèle collectif
R.P.A.
A
100
10
1
0.1
0.5
1
1.5
2
Fm^{-1}
q c.m.

Figure 8c.

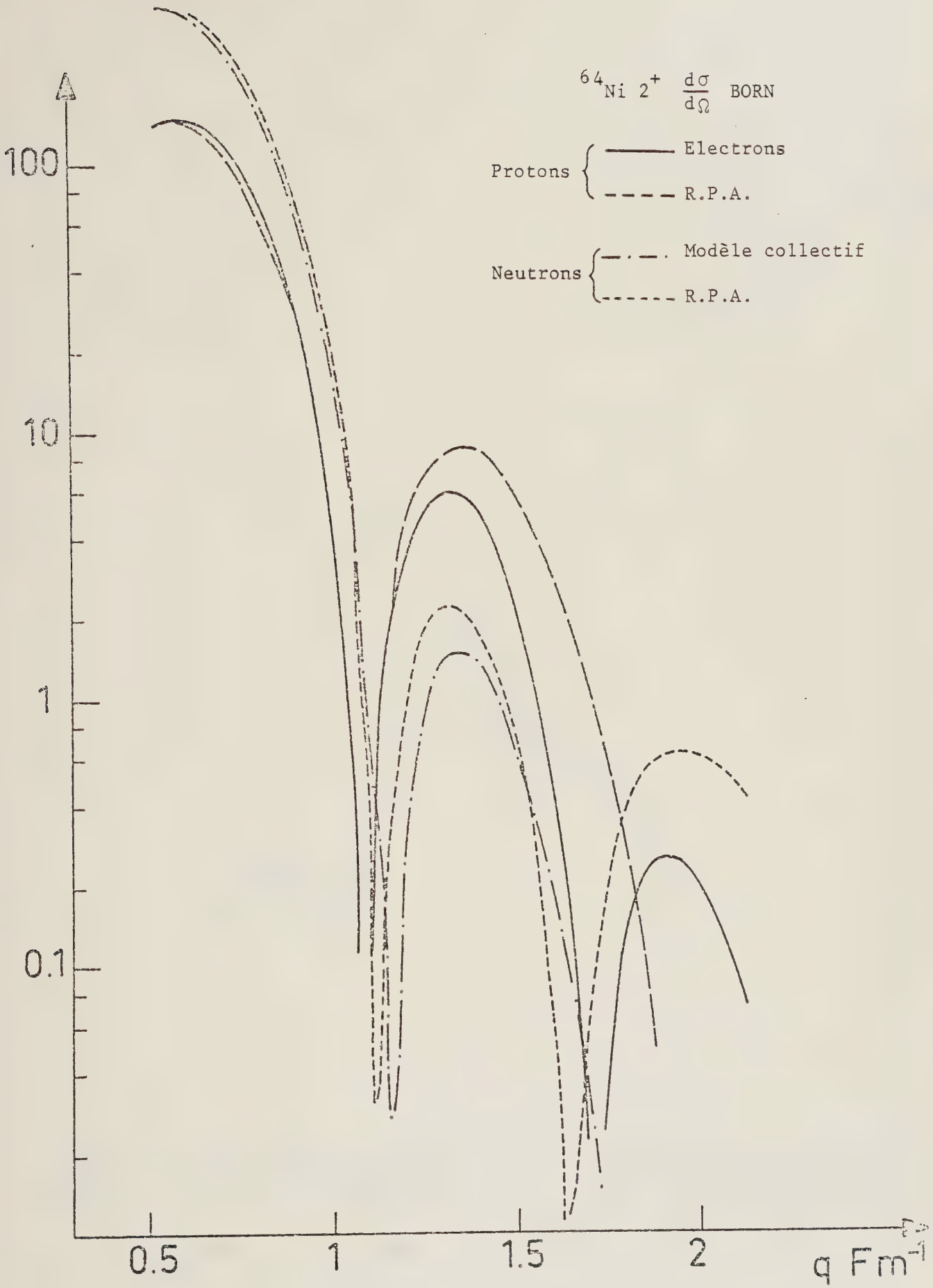

^{64}Ni 2$^+$ $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ BORN
Protons
Electrons
R.P.A.
Neutrons
Modèle collectif
R.P.A.
100
10
1
0.1
0.5
1
1.5
2
q Fm^{-1}

Figure 8d.

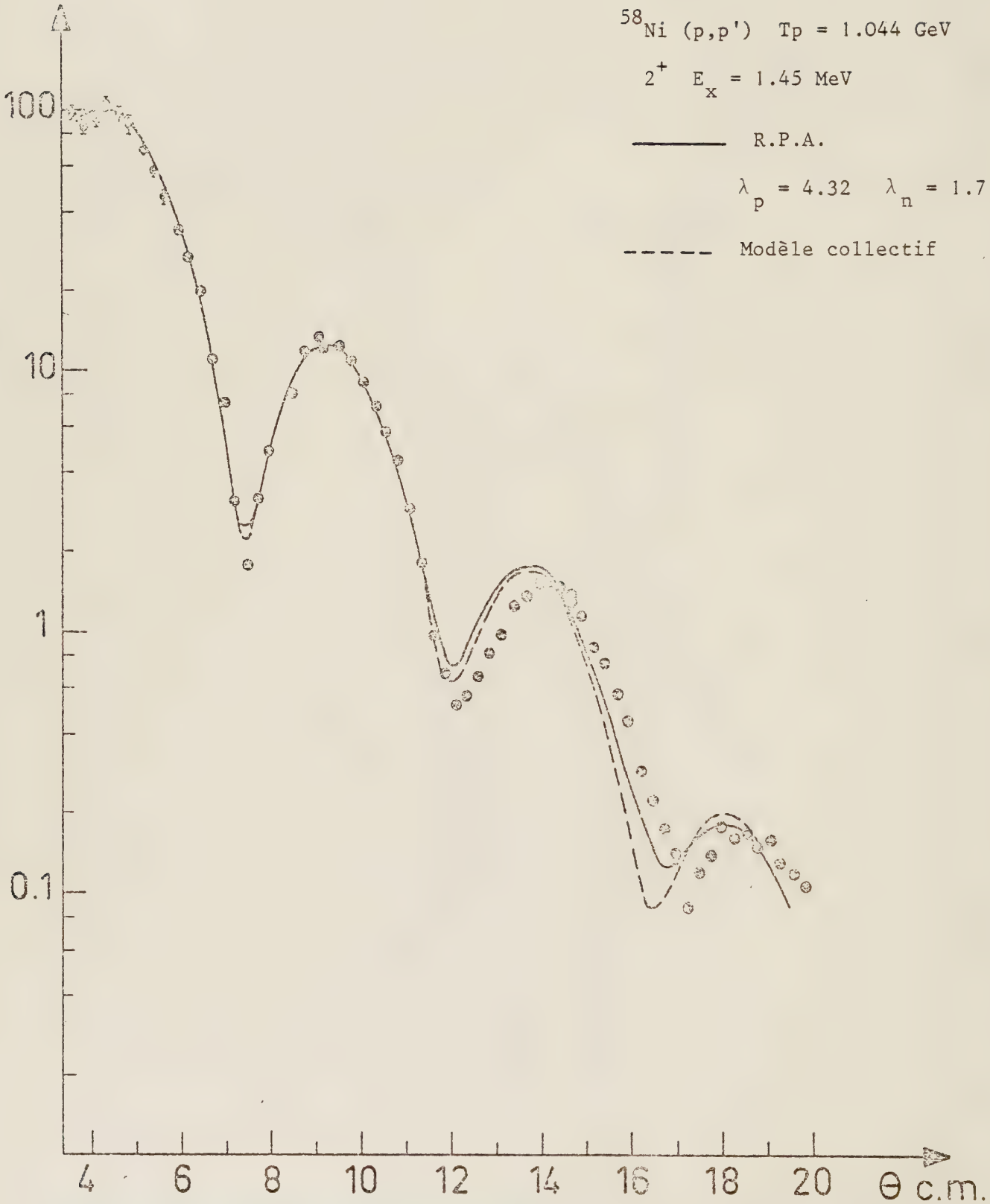

^{58}Ni (p,p') Tp = 1.044 GeV
2^{+} E_x = 1.45 MeV
R.P.A.
λ_p = 4.32 λ_n = 1.7
Modèle collectif
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m.

Figure 9.

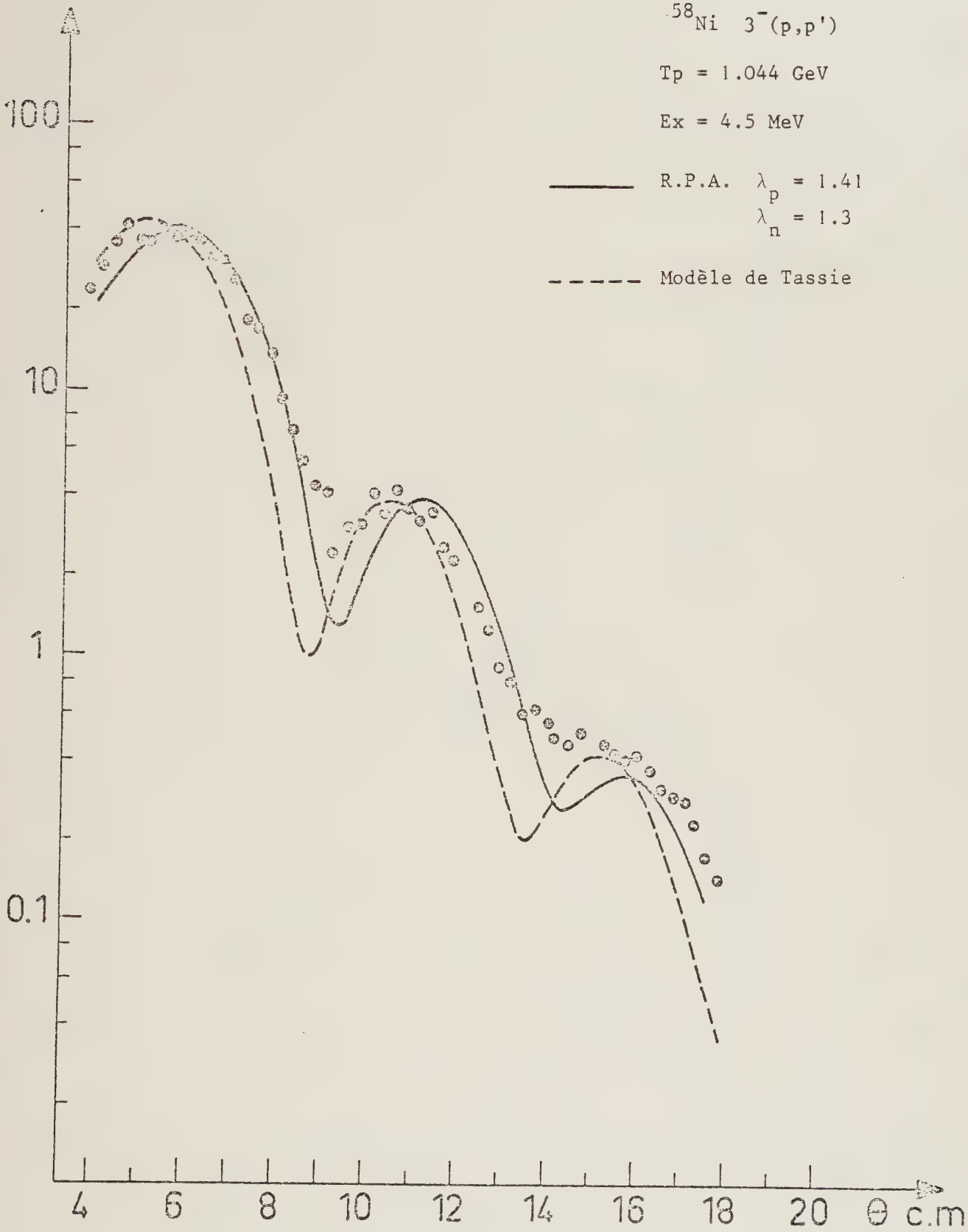

^{58}Ni 3$^-$(p,p')
Tp = 1.044 GeV
Ex = 4.5 MeV
R.P.A. λ_p = 1.41
λ_n = 1.3
Modèle de Tassie
A
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
Θ c.m

Figure 10.

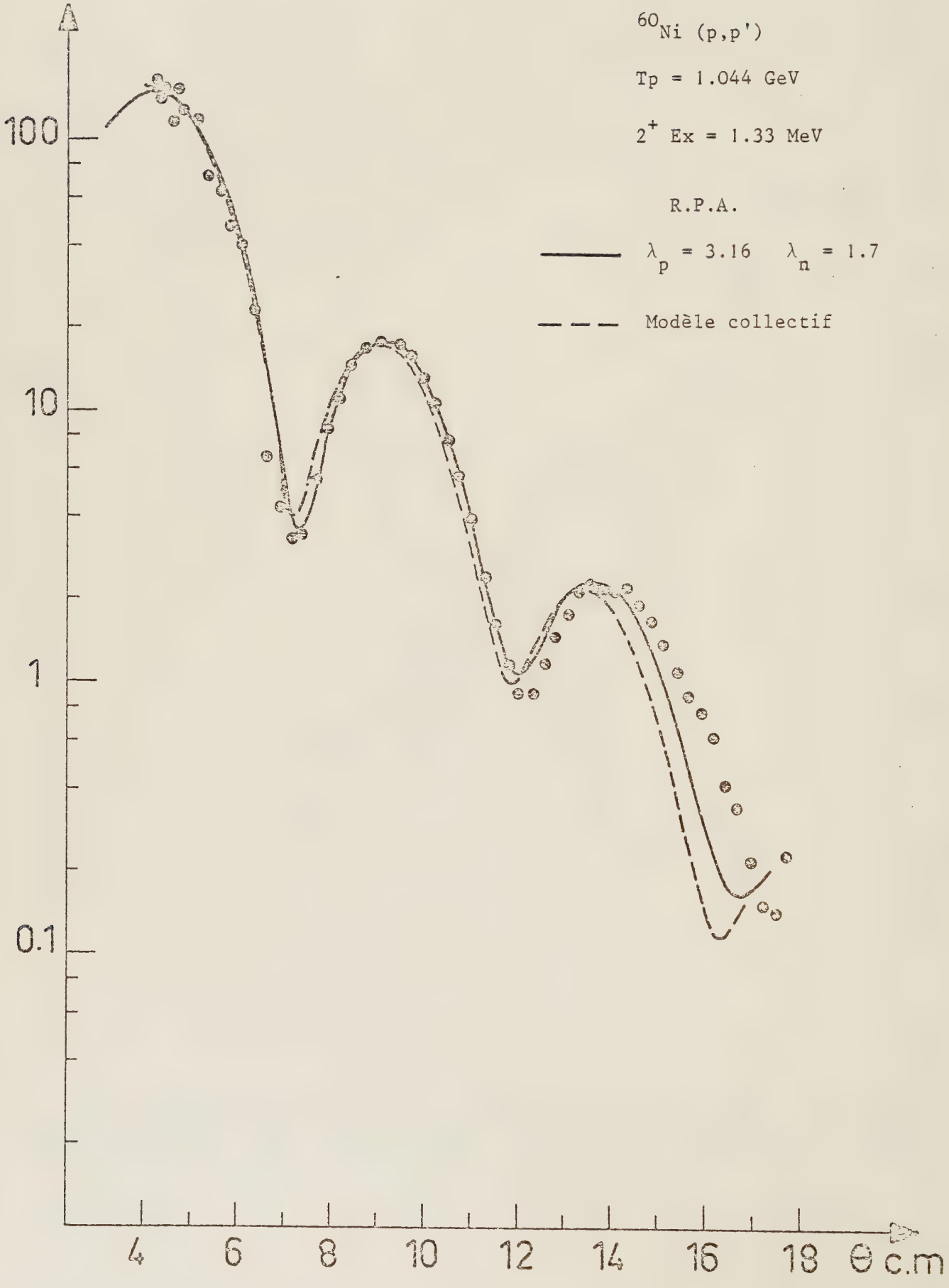

^{60}Ni (p,p')
Tp = 1.044 GeV
2^{+} Ex = 1.33 MeV
R.P.A.
λ_p = 3.16 λ_n = 1.7
Modèle collectif
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
θ c.m

Figure 11.

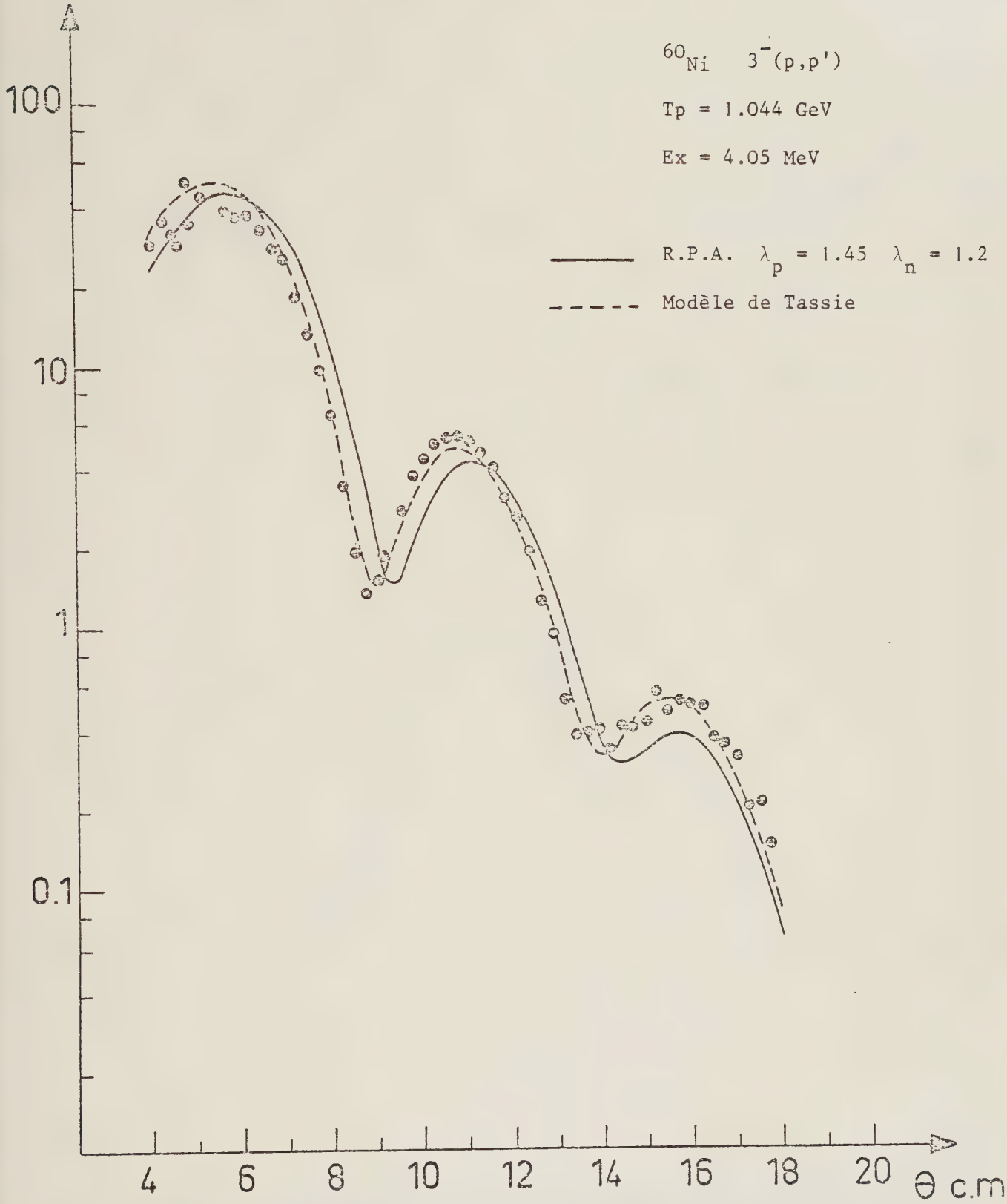

^{60}Ni 3$^-$(p,p')
Tp = 1.044 GeV
Ex = 4.05 MeV
R.P.A. λ_p = 1.45 λ_n = 1.2
Modèle de Tassie
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m

Figure 12.

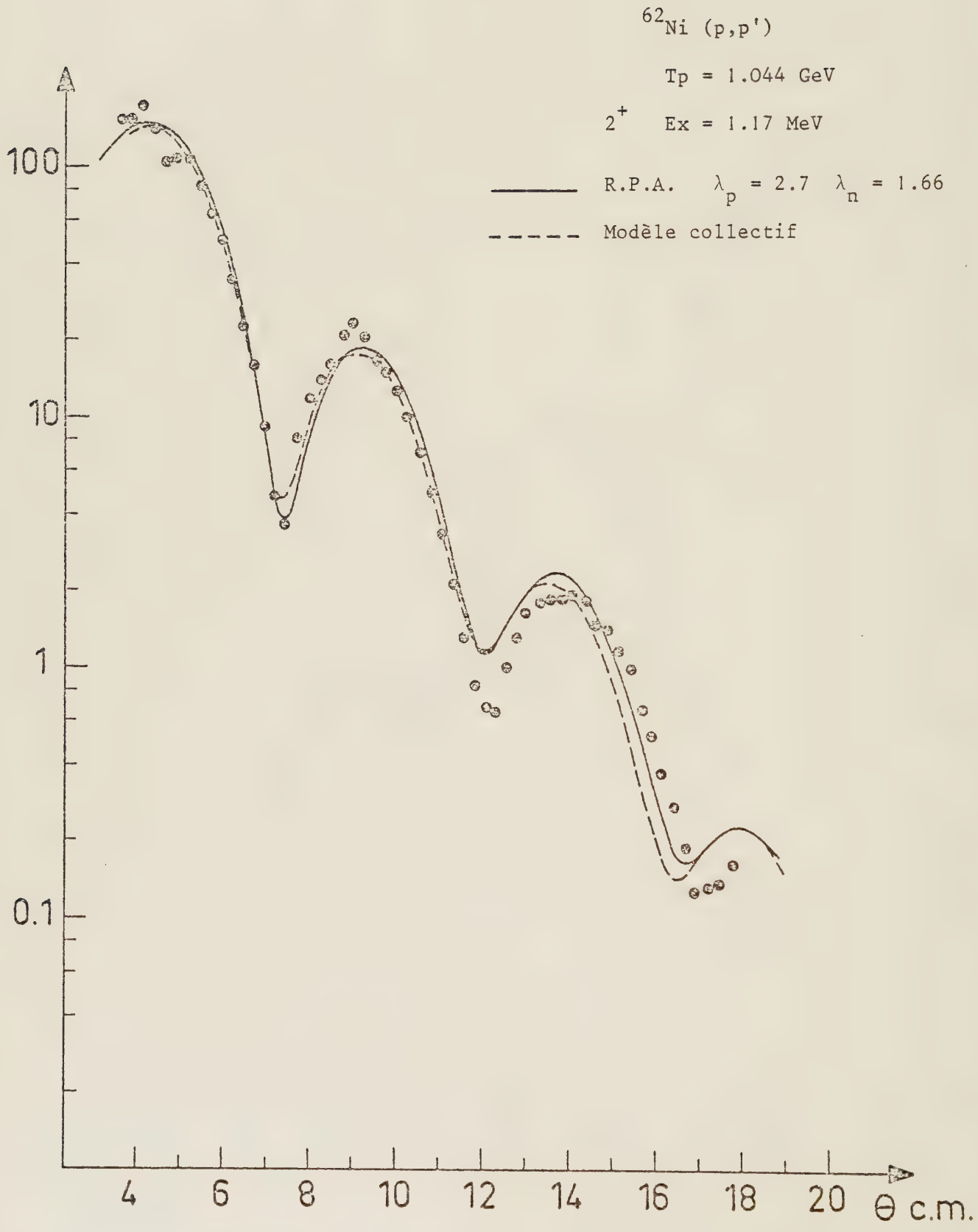

^{62}Ni (p,p')
Tp = 1.044 GeV
2^+ Ex = 1.17 MeV
R.P.A. $\lambda_p = 2.7$ $\lambda_n = 1.66$
Modèle collectif
A
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m.

Figure 13.

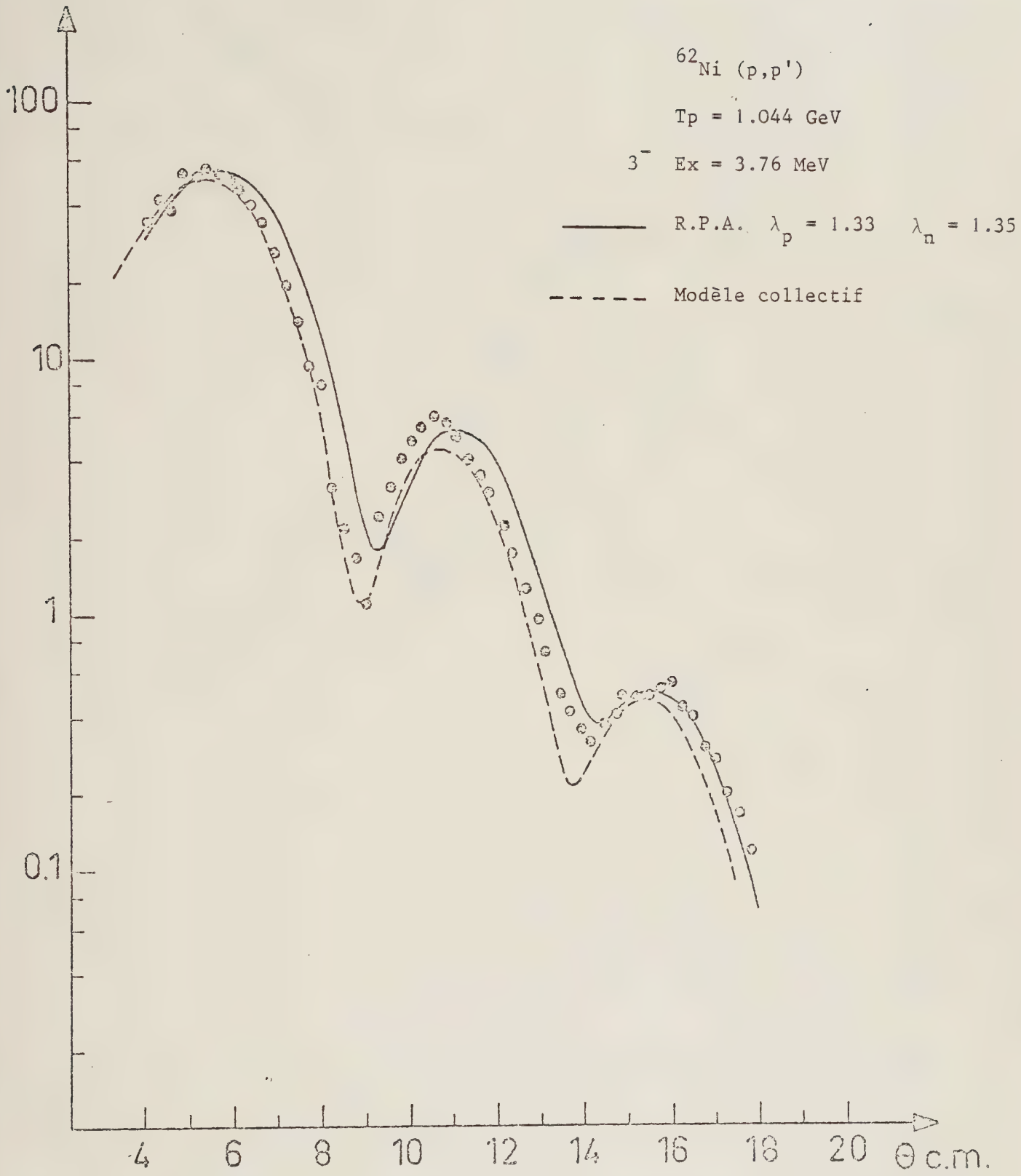

^{62}Ni (p,p')
Tp = 1.044 GeV
3^- Ex = 3.76 MeV
R.P.A. λ_p = 1.33 λ_n = 1.35
Modèle collectif
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
Θ c.m.

Figure 14.

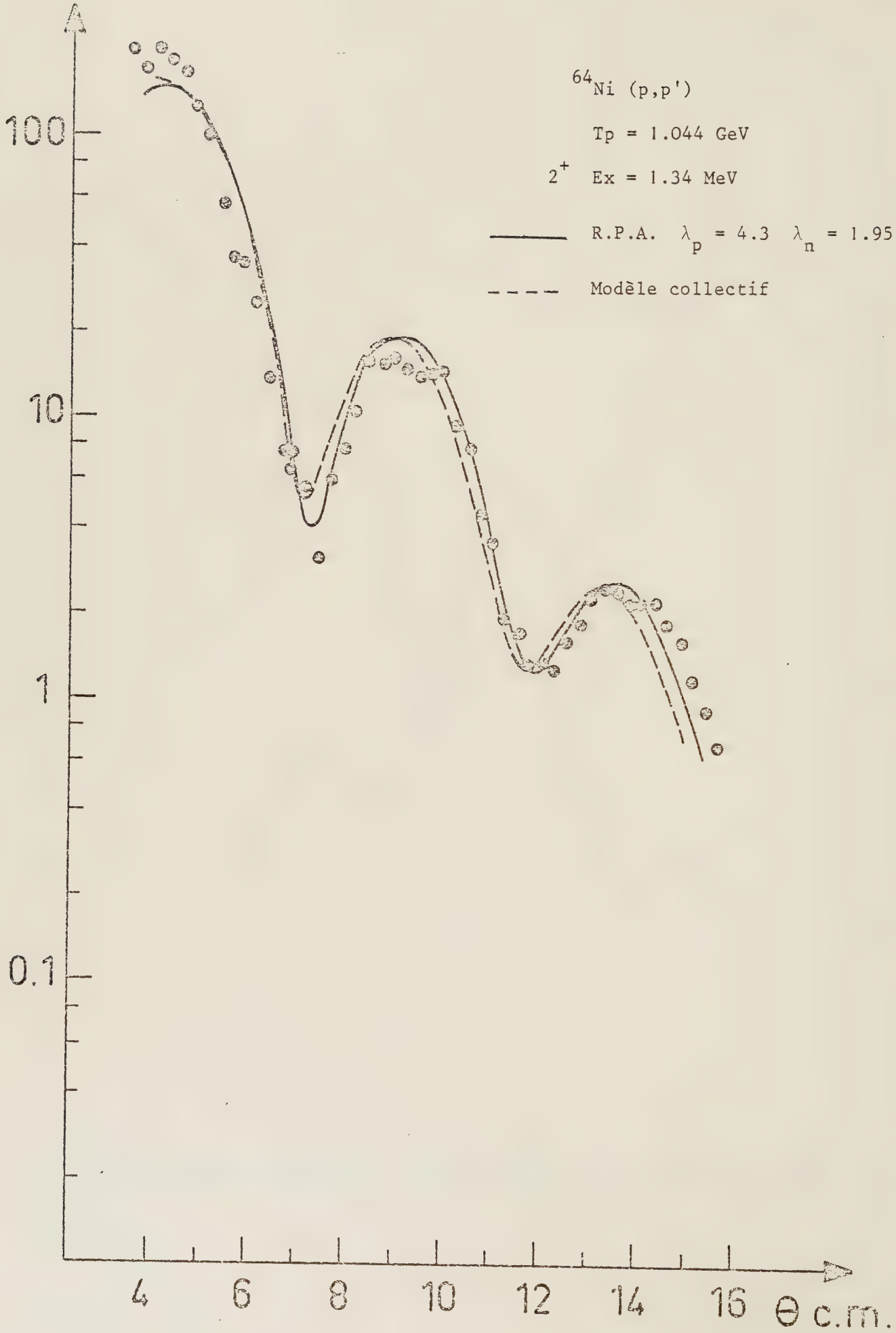

^{64}Ni (p,p')
Tp = 1.044 GeV
2^+ Ex = 1.34 MeV
R.P.A. $\lambda_p = 4.3$ $\lambda_n = 1.95$
Modèle collectif
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
θ c.m.

Figure 15

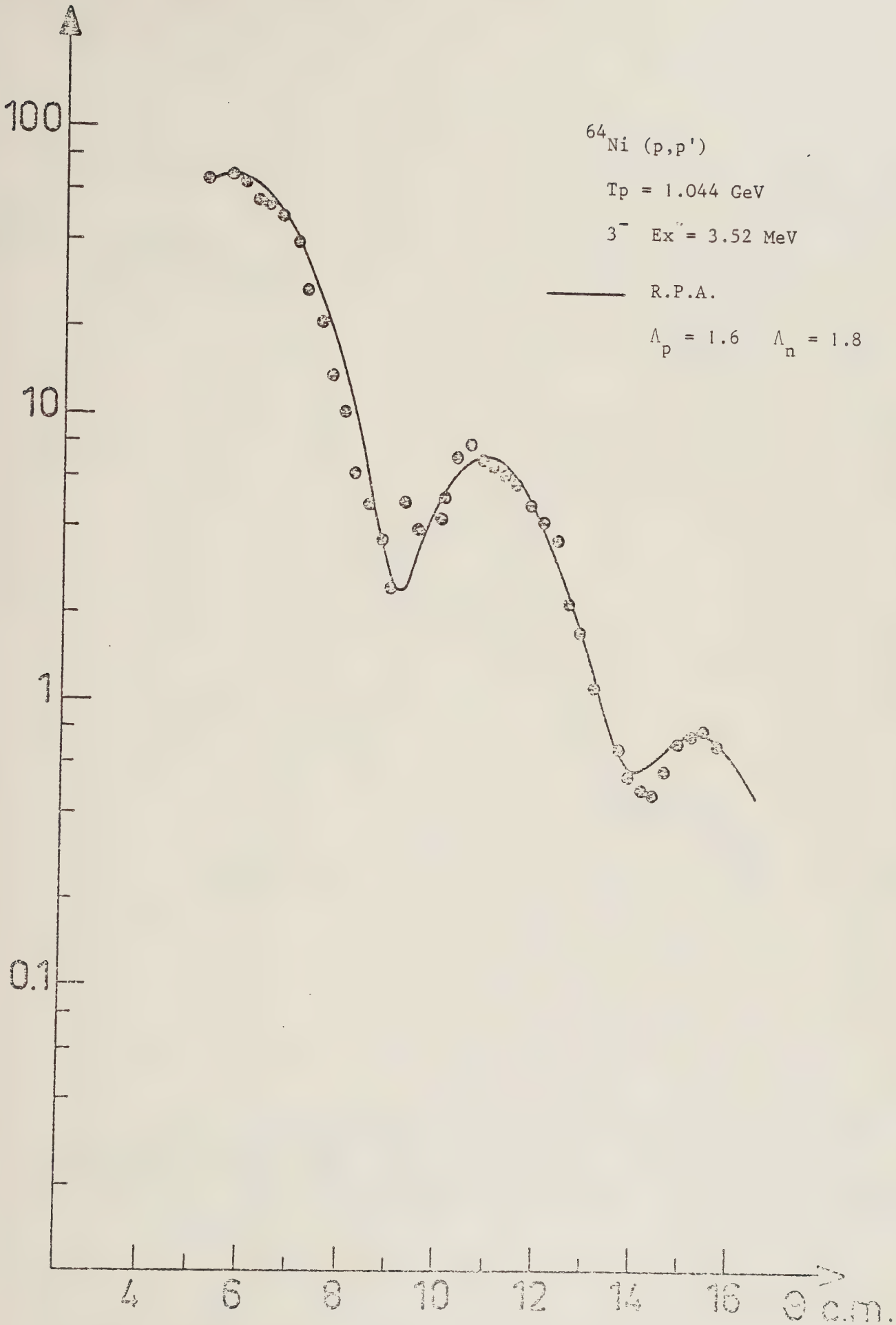

100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
θ c.m.
^{64}Ni (p,p')
Tp = 1.044 GeV
3$^-$ Ex = 3.52 MeV
R.P.A.
Λ_p = 1.6 Λ_n = 1.8

Figure 16.

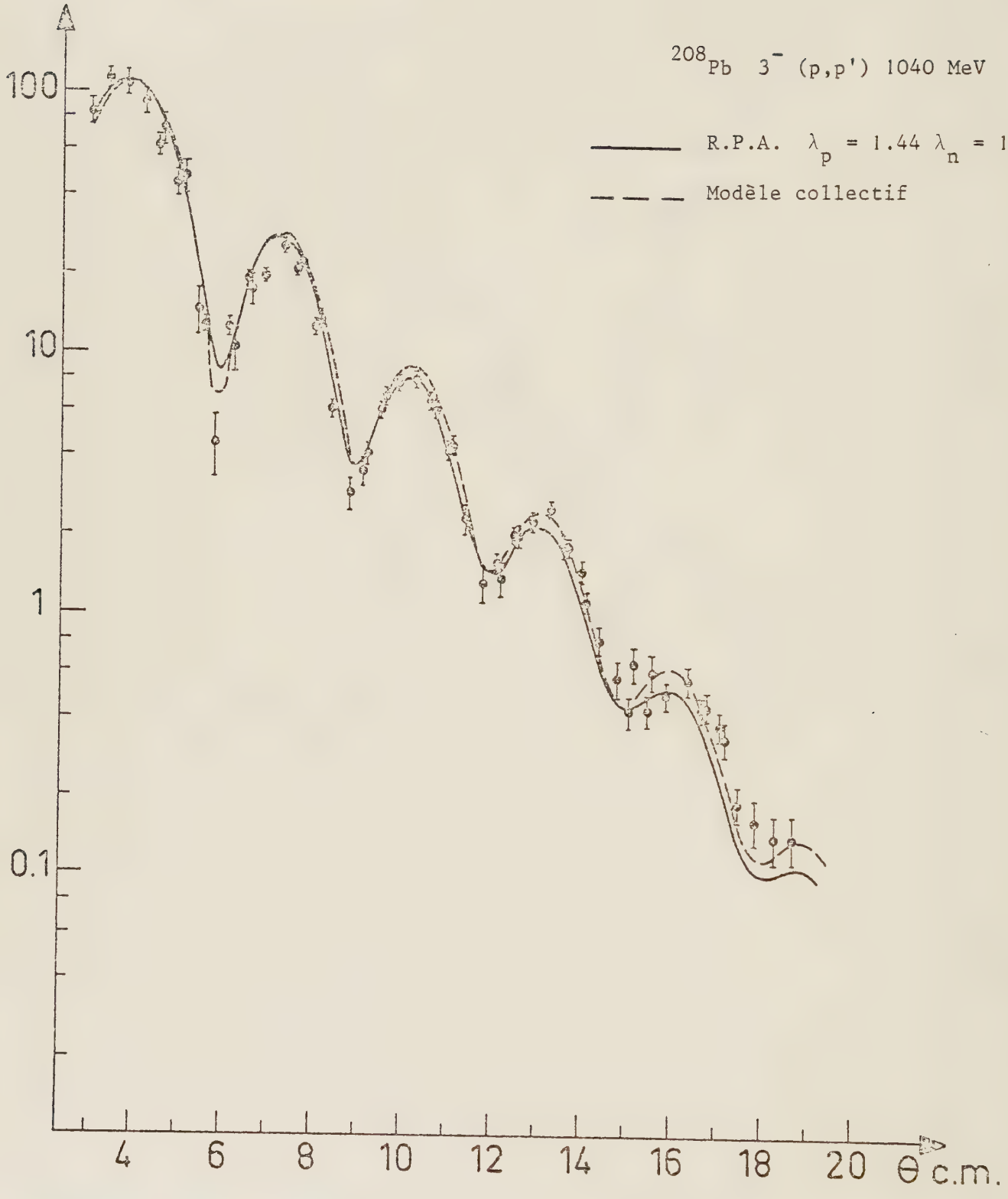

^{208}Pb 3$^-$ (p,p') 1040 MeV
R.P.A. λ_p = 1.44 λ_n = 1.795
Modèle collectif
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m.

Figure 17.

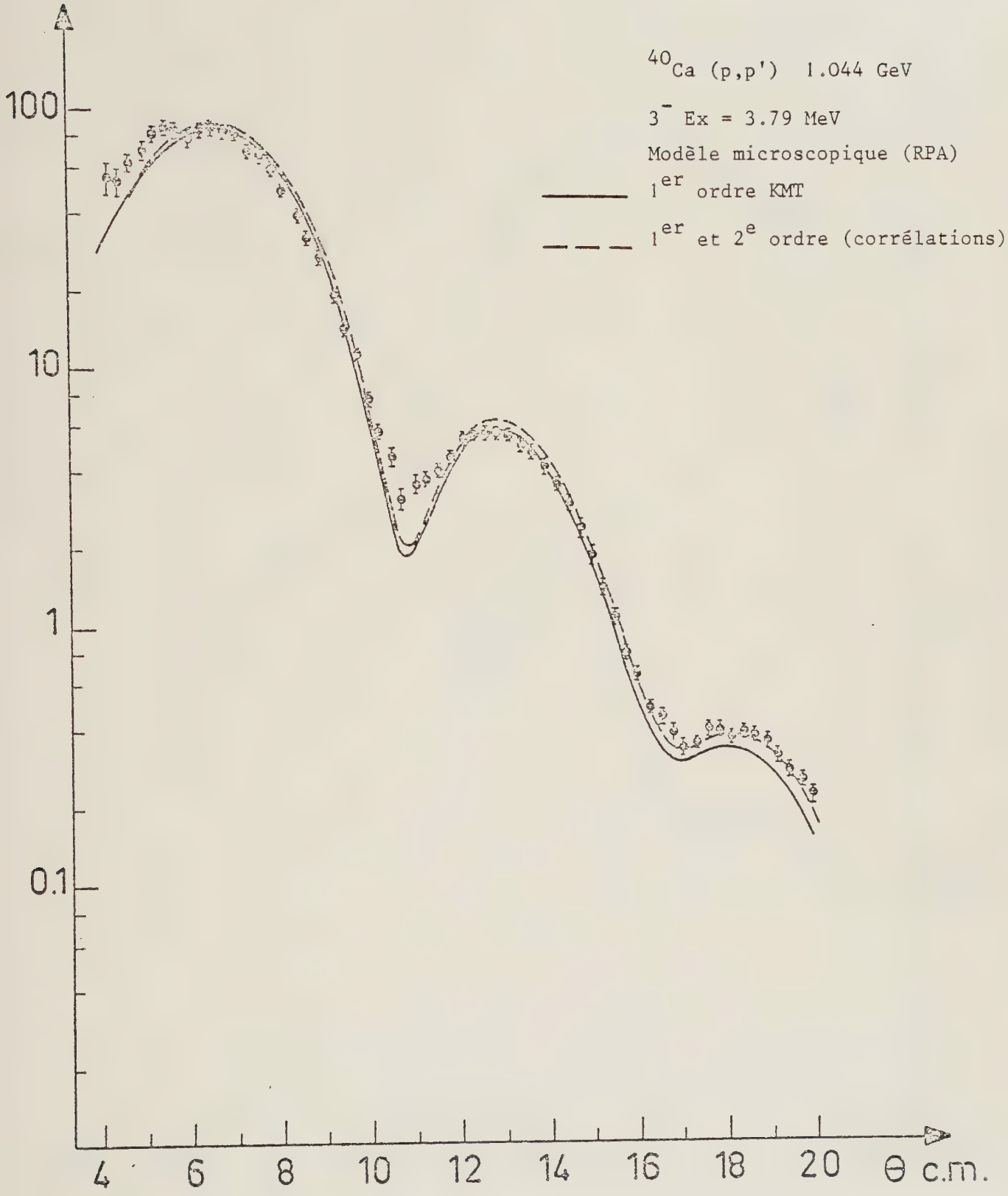

^{40}Ca (p,p') 1.044 GeV
3$^-$ Ex = 3.79 MeV
Modèle microscopique (RPA)
1er ordre KMT
1er et 2^{e} ordre (corrélations)
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m.

Figure 18.

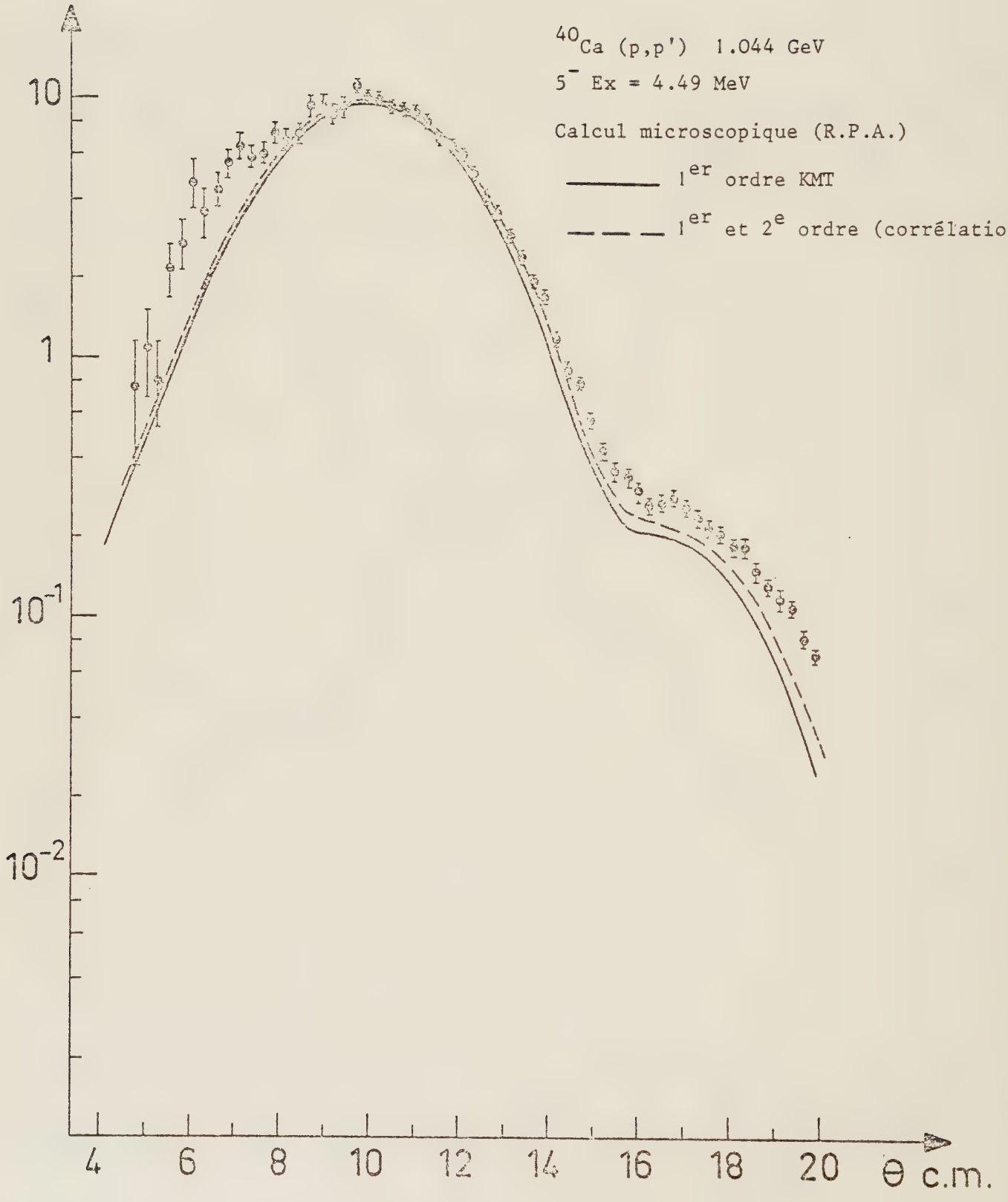

^{40}Ca (p,p') 1.044 GeV
5$^-$ Ex = 4.49 MeV
Calcul microscopique (R.P.A.)
1er ordre KMT
1er et 2e ordre (corrélations
10
1
10^{-1}
10^{-2}
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m.

Figure 19.

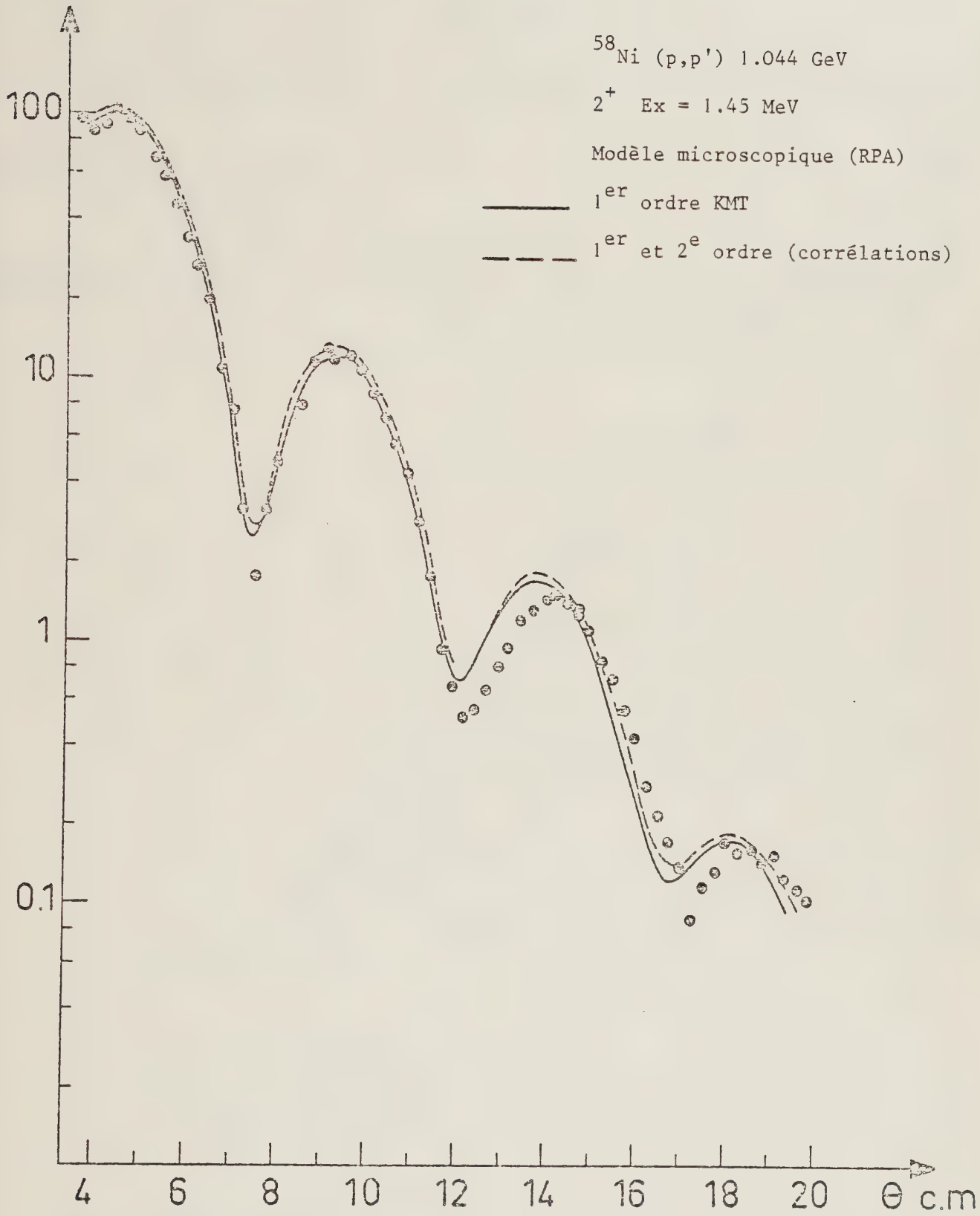

^{58}Ni (p,p') 1.044 GeV
2^+ Ex = 1.45 MeV
Modèle microscopique (RPA)
1er ordre KMT
1er et 2e ordre (corrélations)
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m

Figure 20.

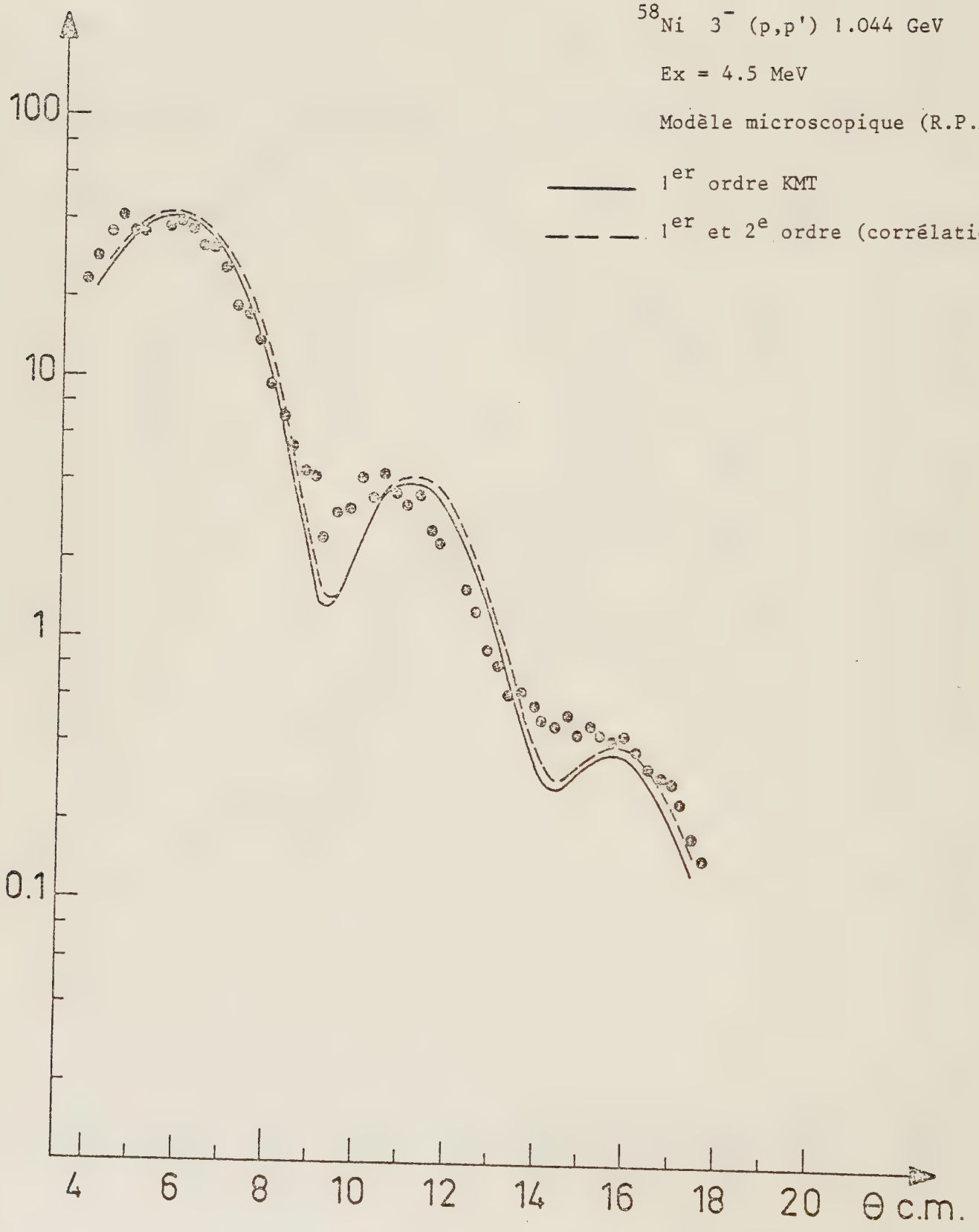

^{58}Ni 3$^-$ (p,p') 1.044 GeV
Ex = 4.5 MeV
Modèle microscopique (R.P.A.)
1er ordre KMT
1er et 2e ordre (corrélations)
100
10
1
0.1
4
6
8
10
12
14
16
18
20
θ c.m.

Figure 21.

CHAPITRE IV

DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE DE PARTICULES ALPHA

1. Introduction

L'intérêt de bâtir une théorie cohérente de la diffusion de particules α sur un noyau est que ce processus, complémentaire de la diffusion de protons, permet d'atteindre les mêmes quantités (densités de neutrons, etc...) dans des conditions (absorption, rayon du projectile,...) légèrement différentes.

La plus grande différence entre la particule alpha et le proton est évidemment la nature composite de la première. Il est donc nécessaire de trouver un modèle pour décrire l'interaction alpha-noyau. Nous présentons deux approximations simples. La première est le "modèle optique" de Czyz et Maximon[48], la seconde, qui peut être considérée comme un raffinement du modèle optique, est de traiter l'alpha comme une particule élémentaire. Ces modèles sont présentés dans le paragraphe 2. Avant de comparer dans le paragraphe 3 les résultats à l'expérience[49], il est nécessaire de discuter le choix des paramètres. L'interaction élémentaire nucléon-nucléon de laquelle toute théorie réaliste doit partir est relativement plus difficile à construire car l'énergie cinétique par nucléon est de 340 MeV si la particule alpha incidente a une énergie de 1.37 GeV . Si, à cette énergie, l'émission de pions est encore négligeable, les amplitudes de diffusion varient cependant encore beaucoup avec l'énergie et n'ont pas une forme simple en fonction du moment transféré.

2. Rappels de formalisme

Il est nécessaire d'apporter quelques compléments au Chapitre II afin de tenir compte de la nature composite du projectile.

2.1. Le modèle optique

Nous avons vu, au Chapitre II, que la diffusion proton noyau pouvait être décrite en utilisant comme interaction entre les nucléons l'amplitude

de diffusion libre. Une généralisation simple[48] serait de prendre comme interaction effective projectile-nucléon de la cible, l'amplitude nucléon-nucléon élémentaire, moyennée sur la densité du projectile, soit dans l'espace des moments

$$t_{eff}(q) = N_\alpha\, t\left(\frac{E}{N_\alpha}, q\right) \rho_\alpha(q) \qquad (1)$$

L'énergie cinétique des nucléons du projectile est en moyenne le quart ($1/N_\alpha$) de l'énergie cinétique du projectile. La matrice t dans (1) est donc celle qui correspond à la diffusion nucléon-nucléon à 340 MeV. Si l'on reprend la série de diffusion multiple (I,46), la matrice t élémentaire a maintenant deux indices i et I désignant respectivement les nucléons de la cible et ceux du projectile

$$T = \sum_{iI} t_{iI} + \sum_{\substack{ij \\ IJ}} t_{iI}\, G\, t_{jJ} + \cdots \qquad (2)$$

Notons que, dans cette série, l'on n'a plus nécessairement $i \neq j$ pour deux interactions consécutives. La restriction pour éviter le double comptage dû à l'utilisation de la matrice t est que ou bien i est différent de j, ou bien I est différent de J dans deux interactions consécutives de (2).

L'approximation (1) consiste à ne garder dans les états intermédiaires (2) que l'état fondamental de la particule α. On peut alors définir le "potentiel optique" par :

$$U(q) = (A-1)\, t_{eff}(q)\, \rho(q) \qquad (3)$$

en renormalisant la matrice T de la diffusion élastique α-noyau par le facteur $A/(A-1)$. Ceci revient à supposer que, comme pour la diffusion de protons, l'on a toujours $i \neq j$ pour deux interactions consécutives de (2) (par contre les termes $i = j$, $I \neq J$ ne sont pas pris en compte).

On aurait pu faire l'inverse, c'est-à-dire ne pas restreindre la sommation sur i et j dans (2) mais interdire $I = J$ pour deux interactions consécutives. On définirait alors le potentiel

$$U(q) = A\, t'_{eff}(q)\, \rho(q) \qquad (4)$$

où

$$t'_{eff}(q) = \frac{N_\alpha - 1}{N_\alpha}\, t_{eff}(q)$$

et renormaliser la matrice T ainsi obtenue par $\frac{N\alpha}{N\alpha-1}$ $(N\alpha = 4)$.

Remarquons que, aussi bien pour (3) que pour (4), une approximation sérieuse, faisant intervenir les termes i = j de deux diffusions successives a été faite. D'après les calculs de diffusion de protons (Chapitre II, § 7.2) qui ont montré que ces derniers termes pouvaient introduire des corrections très importantes lors du calcul des termes d'ordre supérieur du potentiel optique ou de l'interaction effective de la diffusion inélastique, il est permis de penser qu'il existe des corrections non négligeables à (1), que ce soit l'approximation (3) ou (4) qui est utilisée.

2.2. Le modèle de la matrice t alpha-nucléon

Il existe une resommation simple de (2) permettant de n'avoir dans la somme sur i,j, etc... que des termes consécutifs avec $i \neq j$. Il suffit de sommer d'abord tous les termes consécutifs avec i = j , définissant

$$\tau'_i = \sum_I t_{iI} + \sum_{I \neq J} t_{iI} G t_{iJ} + \cdots \qquad (5)$$

Il est alors tentant d'utiliser l'approximation qui consiste à remplacer τ'_i par t'_i , la matrice de diffusion nucléon-alpha libre : rappelons que la correction à cette approximation est de l'ordre de l'énergie cinétique moyenne des nucléons de l'alpha divisée par l'énergie du nucléon incident, soit 340 MeV dans notre cas. Cette approximation est évidemment moins bonne que dans le cas de la diffusion de protons de 1 GeV.

Ayant donc défini t'_i par (5) et $\tau'_i = t'_i$, la série (2) devient :

$$T = \sum_i t'_i + \sum_{i \neq j} t'_i G t'_j + \cdots \qquad (6)$$

Cela revient à définir le potentiel optique :

$$U(q) = (A-1)\, t_{N-\alpha}(q)\, \rho(q) \qquad (7)$$

et un facteur de forme pour la diffusion inélastique :

$$W_{no}(q) = t_{N\alpha}(q)\, F_{no}(q) \qquad (8)$$

Ainsi le potentiel optique et le facteur de forme pour la diffusion inélastique sont décrits de façon très analogue à ce qui a été fait en diffusion de protons. Mais au lieu de la matrice t de diffusion nucléon-nucléon libre apparaît maintenant dans (7) et (8) la matrice t nucléon - alpha libre.

Nous disposons heureusement de mesures de sections efficaces proton-alpha à 340 MeV [50]. Mais cela est insuffisant pour reconstituer, d'une part la partie centrale séparée du terme dépendant du spin du nucléon incident, d'autre part la phase correcte de l'amplitude qu'il est important de bien connaître.

Il faut donc calculer $t_{N\alpha}(q)$ à partir d'un modèle. Ne serait-ce que pour des raisons pratiques, il est agréable de disposer d'une forme analytique pour $t_{N\alpha}(q)$. De plus, pour un noyau léger comme l'alpha, les corrélations du centre de masse sont importantes. Nous avons donc choisi l'approximation de Glauber pour calculer $t_{N\alpha}(q)$. Dans ce cas particulier il est possible de calculer la série de Glauber jusqu'au quatrième ordre inclus, c'est-à-dire la série complète, en tirant profit de notre connaissance de la densité à quatre particules de l'alpha.

Introduisant dans la série de Glauber (I,38) l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon (I,37), on peut écrire l'amplitude de diffusion nucléon-alpha :

(9)

$$\mathcal{F}_{N\alpha}(q)=\frac{K}{k}\left\{N_\alpha f(q)\rho_\alpha(q)-\frac{N_\alpha(N_\alpha-1)}{2}\frac{1}{2\pi i k}\int d^2q_1\,d^2q_2\,\delta(\vec{q}-\vec{q}_1-\vec{q}_2)f(\vec{q}_1)f(\vec{q}_2)\rho_\alpha^{(2)}(\vec{q}_1,\vec{q}_2)\right.$$

$$+\frac{N_\alpha(N_\alpha-1)(N_\alpha-2)}{6}\left(\frac{1}{2\pi i k}\right)^2\int d^2q_1\,d^2q_2\,d^2q_3\,\delta(\vec{q}-\vec{q}_1-\vec{q}_2-\vec{q}_3)f(\vec{q}_1)f(\vec{q}_2)f(\vec{q}_3)\rho_\alpha^{(3)}(\vec{q}_1,\vec{q}_2,\vec{q}_3)$$

$$\left.-\frac{N_\alpha!}{24}\left(\frac{1}{2\pi i k}\right)^3\int d^2q_1\,d^2q_2\,d^2q_3\,d^2q_4\,\delta(\vec{q}-\vec{q}_1-\vec{q}_2-\vec{q}_3-\vec{q}_4)f(\vec{q}_1)f(\vec{q}_2)f(\vec{q}_3)f(\vec{q}_4)\rho_\alpha^{(4)}(\vec{q}_1,\vec{q}_2,\vec{q}_3,\vec{q}_4)\right\}$$

où

$$\rho_\alpha^{(4)}(\vec{q}_1,\vec{q}_2,\vec{q}_3,\vec{q}_4)=\int\prod_i d^3r_i\;e^{i\sum\vec{q}_i\cdot\vec{r}_i}\;\rho(\vec{r}_1\ldots\vec{r}_4)$$

Conformément à ce qui est expliqué au Chapitre II, paragraphe 1, il faut transformer cette amplitude dans le centre de masse nucléon-alpha en matrice $t_{N-\alpha}$ dans le centre de masse alpha-noyau. (Il est équivalent de

transformer directement l'amplitude nucléon-nucléon en matrice t nucléon-nucléon dans le centre de masse alpha-noyau).

La formule (9) ne fait pas apparaître la différence entre les interactions proton-proton et proton-neutron. Dans les calculs pratiques, il en sera tenu compte.

2.3. La densité à quatre corps de la particule

La forme la plus simple de la densité à quatre corps est

$$\rho(r_1 \dots r_4) = N \prod_j e^{-\alpha^2 r_j^2} \qquad (10)$$

Cette forme rend compte de la description de l'alpha par quatre particules dans l'état 1s. Il est cependant important de tenir compte des corrélations du centre de masse : dans l'expression (I,38), les coordonnées $\vec{s}_j$ sont relatives au centre de masse de la cible, donc ici pour le problème de la diffusion nucléon-alpha, au centre de masse de l'alpha. On écrira donc :

$$\rho(r_1 \dots r_4) = N \prod_j e^{-\alpha^2 r_j^2} \; \delta\left(\sum_j \frac{\vec{r}_j}{4}\right) \qquad (11)$$

La connaissance de $\rho^{(4)}(q_1,q_2,q_3,q_4)$ permet alors de définir les facteurs de forme à 3, 2, 1 corps, en particulier $\rho(q) = \rho^{(4)}(q,0,0,0)$.

La comparaison de $\rho(q)$ obtenu avec la densité (11) au facteur de forme de l'alpha extrait de la diffusion d'électrons[51] montre que le minimum de diffraction à $q = 3$ fm^{-1} n'est évidemment pas reproduit par la simple forme gaussienne (11). En fait $\rho(q)$ obtenu avec la description (11) diffère des données expérimentales dès que $q \sim 2$ fm^{-1} . Malgré la simplicité de (11) et le fait que cette densité utilisée dans (9) permet d'obtenir une expression analytique de $F_{N\alpha}(q)$ comme somme de gaussiennes[52], nous avons préféré adopter une forme qui reproduit mieux le facteur de forme expérimental.

Bassel et Wilkin[29] ont suggéré tout d'abord d'introduire des corrélations de type Jastrow :

$$\rho(r_1 \dots r_4) = N \prod_j e^{-\alpha^2 r_j^2} \prod_{i<j} \left(1 - c e^{-\delta^2 r_{ij}^2}\right) \delta\left(\frac{\sum \vec{r}_j}{4}\right) \qquad (12)$$

afin de simuler l'effet de coeur dur ($r_i = r_j$ est interdit). Ils ont montré que ces corrélations modifient relativement peu la section efficace de diffusion nucléon-alpha.

Il est aussi possible de reproduire le facteur de forme de l'alpha en introduisant la densité :

$$\rho(r_1 \dots r_4) = N \prod_j \left(e^{-\alpha_1^2 r_j^2} - D e^{-\alpha_2^2 r_j^2} \right) \delta\left(\frac{\sum \vec{r}_j}{4} \right) \qquad (13)$$

proposée également par Bassel et Wilkin.

Cette forme permet de tenir compte de l'atténuation de la densité de l'alpha au centre due à l'effet du coeur répulsif. Elle améliore sensiblement la section efficace p-alpha aux grands moments par rapport au résultat obtenu avec la densité (11). Un bon accord avec le facteur de forme[51] est obtenu en utilisant les paramètres :

$$\alpha_1^2 = 0.579 \qquad \alpha_2^2 = 2.6177 \qquad D = 0.6995$$

2.4. Conclusion

Nous avons essentiellement présenté deux modèles permettant de décrire la diffusion alpha-noyau : le "modèle optique" (I) encore appelé dans la littérature "folding model", et le modèle qui utilise la matrice t nucléon-alpha pour décrire les interactions élémentaires du projectile avec les nucléons de la cible. Si le second semble plus satisfaisant en raison des arguments de comptage dans la série de diffusion multiple invoqués plus haut, il traite cependant le projectile et la cible de façon dissymétrique. Ceci n'est pas très génant dans la mesure où la particule alpha est un noyau très léger qui peut être considéré comme une particule élémentaire.

Pour décrire la collision entre deux fragments identiques, cette approximation, bien que parfaitement justifiée, peut éventuellement présenter quelques inconvénients.

3. Résultats

3.1. Choix des paramètres

L'interaction nucléon-nucléon entrant dans le calcul de $t_{N\alpha}(q)$, c'est-à-dire l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon à 340 MeV semble, a priori, relativement bien connue[3,53,54,55] dans cette région d'énergie.

L'amplitude nucléon-nucléon dépend des cinq fonctions (II,1). Cependant, à cause du spin nul de l'alpha, l'amplitude nucléon-alpha (9) ne dépend que d'un terme central et d'un terme spin orbite.

$$\mathcal{F}_{N-\alpha}(q) = A_{N\alpha}(q) + C_{N\alpha}(q)\,\sigma_1 \cdot \vec{Q} \wedge \vec{q} \qquad (14)$$

Le terme spin orbite provient de la contribution du terme $C(q)(\sigma_1+\sigma_2)\cdot\vec{Q}\wedge\vec{q}$ dans le premier ordre de (9) :

$$C_{N-\alpha}(q) = N_\alpha\, C_{N-N}(q)\, e_\alpha(q) \qquad (15)$$

Le terme central $A_{N\alpha}(q)$ contient la contribution des termes dépendant de spin de nucléon-nucléon dans les deuxième, troisième et quatrième ordres de (9). Dans le potentiel optique alpha-noyau (3) interviendra seulement la partie centrale $A_{N\alpha}(q)$ puisque nous aurons toujours à traiter le cas de cibles de spin nul. Cependant, quand nous voudrons vérifier que l'amplitude de diffusion nucléon-alpha utilisée dans le problème de la diffusion alpha-noyau reproduit bien la section efficace nucléon-alpha à 340 MeV, il ne faudra pas oublier de tenir compte du terme spin-orbite (14) qui est important.

Dans le but de faciliter les calculs de la série (9), en particulier en résolvant analytiquement les intégrales, nous avons reproduit les données de l'analyse en déphasage[3,53] pour la partie centrale de l'amplitude nucléon-nucléon par une somme de gaussiennes de portées complexes :

$$A = A_1\, e^{\frac{-\alpha_1^2 q^2}{6}} + A_2\, e^{\frac{-\alpha_2^2 q^2}{6}} \qquad (16)$$

Un accord satisfaisant est obtenu avec les paramètres :

	A_1 (fm)	α_1^2 (fm^2)	A_2 (fm)	α_2^2 (fm^2)
A_{pp}	0.13+i0.27	2.02 - i1.5	0.05+i0.11	-i1.5
A_{pn}	-0.01+i0.25	0.0224-i1.3	-0.02+i0.29	4.17+i0.375

La partie imaginaire de l'amplitude à l'avant : 0.38 fm pour p-p et 0,54 fm pour p-n est déterminée par la section efficace totale.
L'utilisation de cette amplitude donne aussi bien pour la diffusion nucléon-alpha (Figure 23) que pour la diffusion alpha-noyau des sections efficaces qui décroissent trop vite en fonction du moment transféré, comparées à l'expérience[50,49]. Ceci est dû à la décroissance trop rapide de l'amplitude nucléon-nucléon tirée de l'analyse en déphasage.

Igo[55] a utilisé une amplitude dont la décroissance est directement déduite de la variation de la section efficace. On trouve alors une amplitude proton-proton à peu près constante et une amplitude proton-neutron qui décroît modérément.

Avec la paramétrisation gaussienne de la partie centrale :

$$f(q) = A\, e^{-\frac{1}{2}\alpha q^2}$$

les paramètres déduits directement de la section efficace sont :

$$\begin{aligned} A_{pp} &= 0.27 + i0.38 \text{ (fm)} & \alpha_{pp}^2 &= 0.016 \text{ (fm}^2\text{)} \\ A_{pn} &= i\ 0.54 \text{ (fm)} & \alpha_{pn}^2 &= 0.08 \text{ (fm}^2\text{)} \end{aligned} \qquad (17)$$

Enfin, Giffon[54] a proposé une reconstruction directe, à partir des observables, des cinq paramètres de Wolfenstein de l'amplitude nucléon-nucléon (II,1). Cette reconstruction a pour résultat que la partie centrale de l'amplitude proton-proton décroît beaucoup plus lentement que ne le prévoit l'analyse en déphasage. Sa variation correspond à la portée :

$$\alpha_{pp}^2 = 0.25 \text{ (fm}^2\text{)} \qquad (18)$$

Le fait que cette portée soit plus grande que la portée (17) n'est pas

étonnant puisque la variation de la section efficace à partir de laquelle l'amplitude (17) a été déduite est influencée par les termes dépendant du spin, en particulier le terme spin orbite qui est important à 340 MeV.

Nous comparons qur la Figure 23 les sections efficaces proton-alpha obtenues avec les amplitudes centrales déterminées par l'analyse en déphasage (P.S.A.) et l'amplitude (17) avec la portée de Giffon pour proton-proton (Giffon + Igo). Nous montrons aussi sur cette figure le résultat obtenu en incluant le terme spin-orbite (14) dans le calcul de la section efficace. Pour estimer cet effet nous avons utilisé l'amplitude spin-orbite proton-neutron et proton-proton tirée de l'analyse en déphasage, en remarquant qu'elle concorde avec celle déterminée par Giffon pour proton-proton.

Nous montrons sur la Figure 24 les sections efficaces obtenues pour la diffusion élastique $^{40}Ca(\alpha,\alpha)$ avec ces différentes amplitudes nucléon-nucléon :

- celle qui est extraite de l'analyse en déphasage (P.S.A.)
- celle qui est extraite directement de la section efficace (Igo)
- la même que la précédente mais avec la portée déterminée par la reconstruction directe de Giffon pour proton-proton (Giffon + Igo).

Notons enfin que, dans le calcul du potentiel optique (3), nous avons supposé que les amplitudes proton-alpha et neutron-alpha sont identiques, à part l'amplitude coulombienne pour p-α .

3.2. Comparaison des résultats avec l'expérience

Nous nous sommes proposé essentiellement de comprendre le mécanisme de réaction alpha-noyau. Compte tenu des ambiguités mentionnées plus haut et de la complexité plus grande du mécanisme, il n'est pas possible d'espérer extraire des renseignements sur les densités de neutrons plus précis (ou même aussi précis) que ceux qui ont été obtenus en diffusion de protons.

C'est pourquoi dans tous les calculs qui sont présentés, nous avons utilisé les densités de protons (extraites de la diffusion d'électrons) et les densités de neutrons (extraites de la diffusion élastique proton-proton) déterminées au Chapitre III (Tableau I). De même nous avons utilisé les densités de transition de protons et de neutrons déterminées par diffusion inélastique d'électrons et de protons (Chapitre III, tableau II).

Dans la Figure 22, nous montrons la variation du facteur d'atténuation $|e^{2i\delta_\ell}|$ en fonction de ℓ/kR_o , de façon à illustrer l'effet de l'absorption.

En comparant à la Figure 1, nous voyons que d'une part l'absorption est beaucoup plus forte pour les α que pour les protons, d'autre part le rayon d'absorption est évidemment plus grand pour les α .

Sur les Figures 25 et 27, nous montrons que l'approximation optique ou "folding model" surestime la section efficace, et que l'utilisation de la matrice $t_{N-\alpha}$ apporte une amélioration sensible à la section efficace théorique. Les sections efficaces élastiques et inélastiques présentées ont été calculées en utilisant la correction au deuxième ordre de K.M.T. due aux corrélations à courte portée (II,49). La modification du potentiel optique apportée par cette correction est d'environ 2%.

Nous montrons sur les Figures 27 et 28 les modifications à la section efficace inélastique pour les états 3^- et 5^- du ^{40}Ca apportées par la correction au deuxième ordre de l'opérateur de transition.

3.3. Conclusion

Les résultats obtenus montrent que les densités de neutrons du fondamental et les densités de transition de neutrons des états excités extraits des expériences de diffusion de protons sont compatibles avec la diffusion de particules alpha.

Des corrections à la théorie simple qui a été présentée peuvent être envisagées. La première serait de tenir compte de la dispersion en énergie de l'interaction nucléon-nucléon due au mouvement de Fermi des nucléons de l'alpha et de la cible. La seconde serait de tenir compte de la correction à l'amplitude nucléon - nucléon libre. Ici le problème est plus complexe que dans le cas de la diffusion de protons puisque l'on doit traiter la diffusion de deux nucléons liés dans deux fragments différents.

Il est cependant évident qu'avant de développer plus avant la théorie, il serait nécessaire de mieux connaître l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon libre elle-même. Nous pouvons cependant conclure que le modèle très simple de la matrice $t_{N-\alpha}$ est une bonne approche du problème puisqu'il rend déjà compte de façon satisfaisante des principaux aspects de la diffusion de particules alpha.

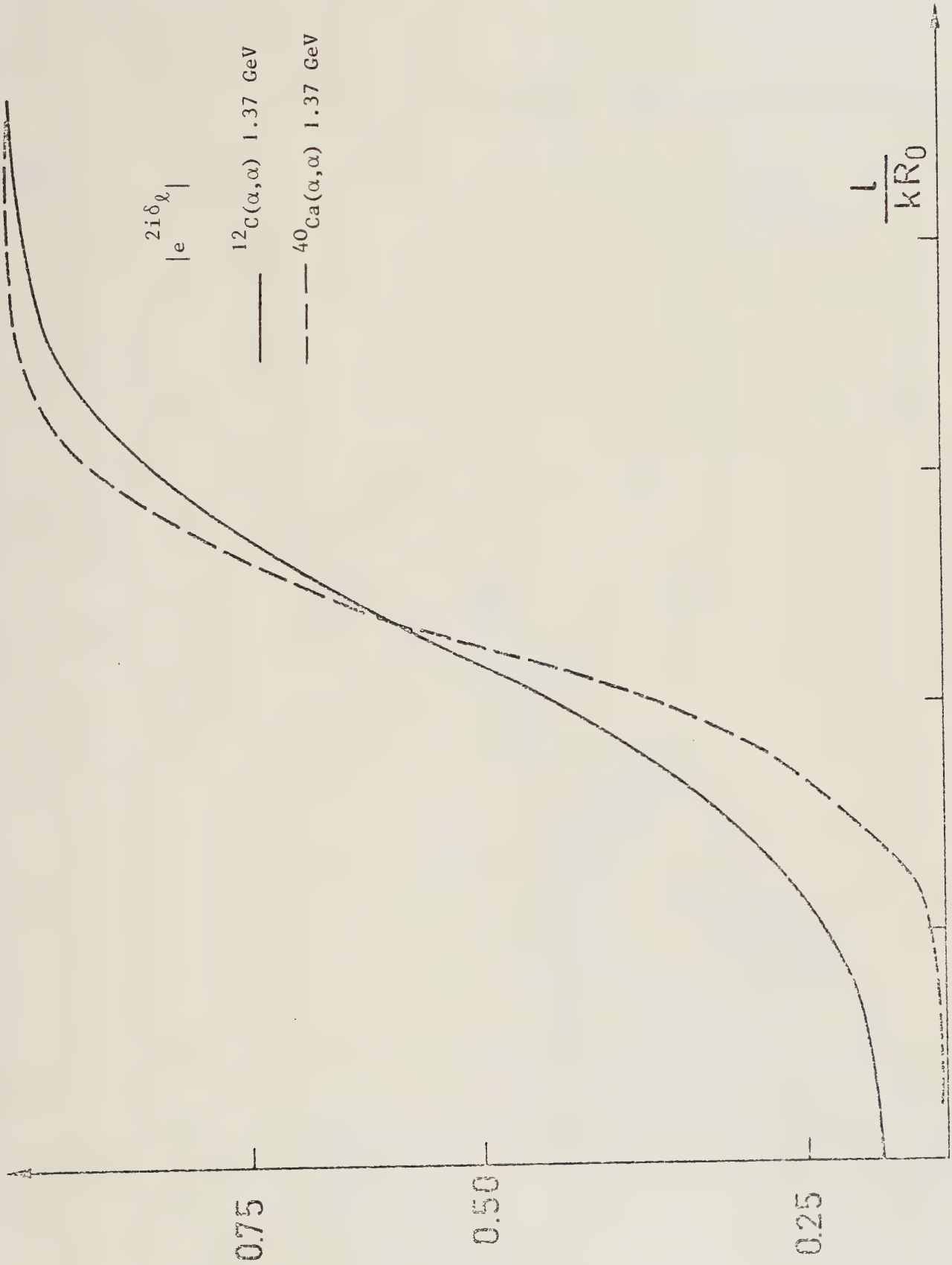

$|e^{2i\delta_\ell}|$
$^{12}C(\alpha,\alpha)$ 1.37 GeV
$^{40}Ca(\alpha,\alpha)$ 1.37 GeV
0.75
0.50
0.25
0.5
1
1.5
2
$\frac{L}{kR_0}$

Figure 22.

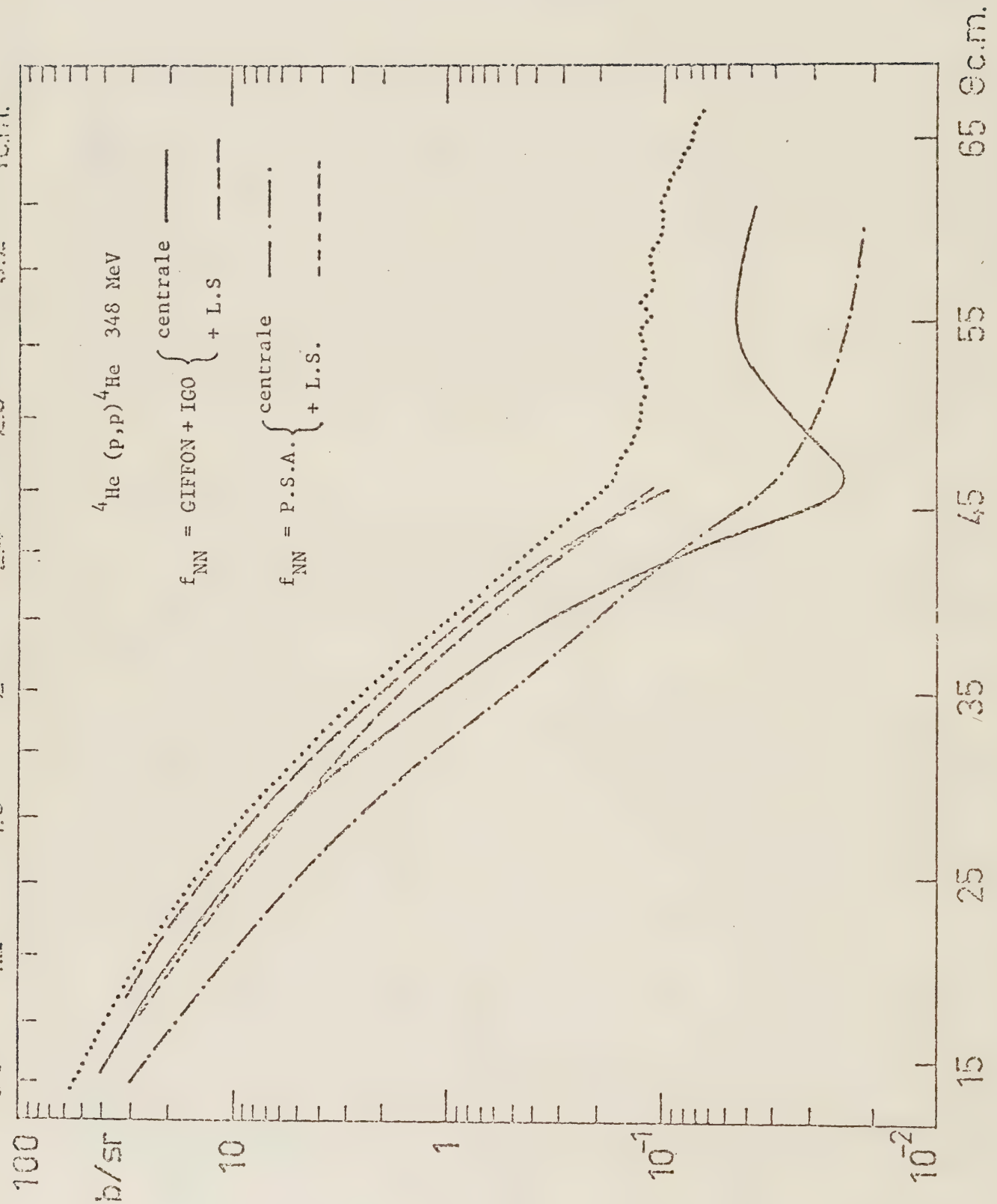

^{4}He (p,p)^{4}He 348 MeV
f_{NN} = GIFFON + IGO { centrale, + L.S
f_{NN} = P.S.A. { centrale, + L.S.
mb/sr
100
10
1
10^{-1}
10^{-2}
0.8 1.2 1.6 2 2.4 2.8 3.2 θc.m.
15 25 35 45 55 65 θc.m.

Figure 23.

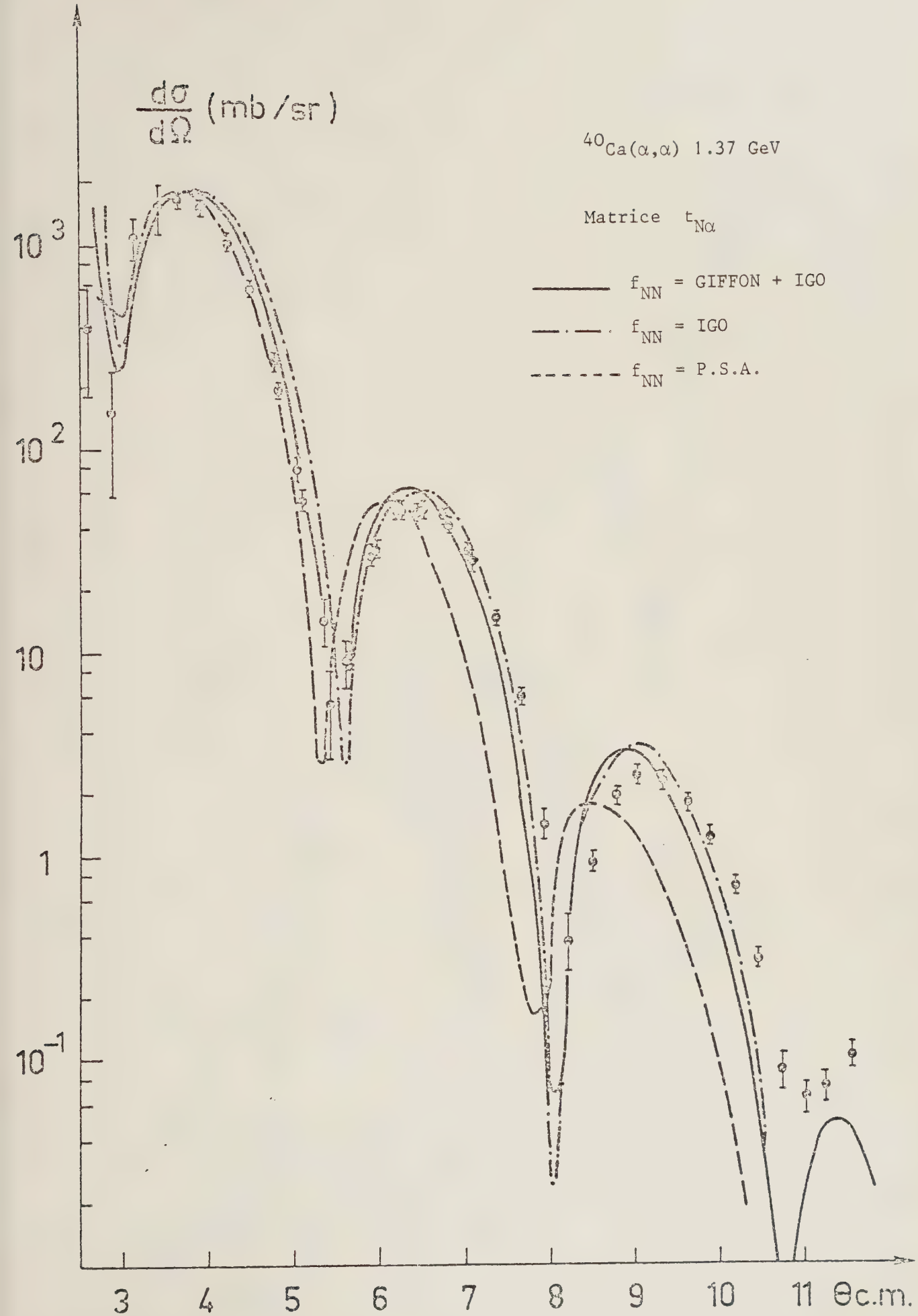

dσ/dΩ (mb/sr)
^{40}Ca(α,α) 1.37 GeV
Matrice $t_{N\alpha}$
f_{NN} = GIFFON + IGO
f_{NN} = IGO
f_{NN} = P.S.A.
10 3
10 2
10
1
10 -1
3
4
5
6
7
8
9
10
11
θc.m.

Figure 24.

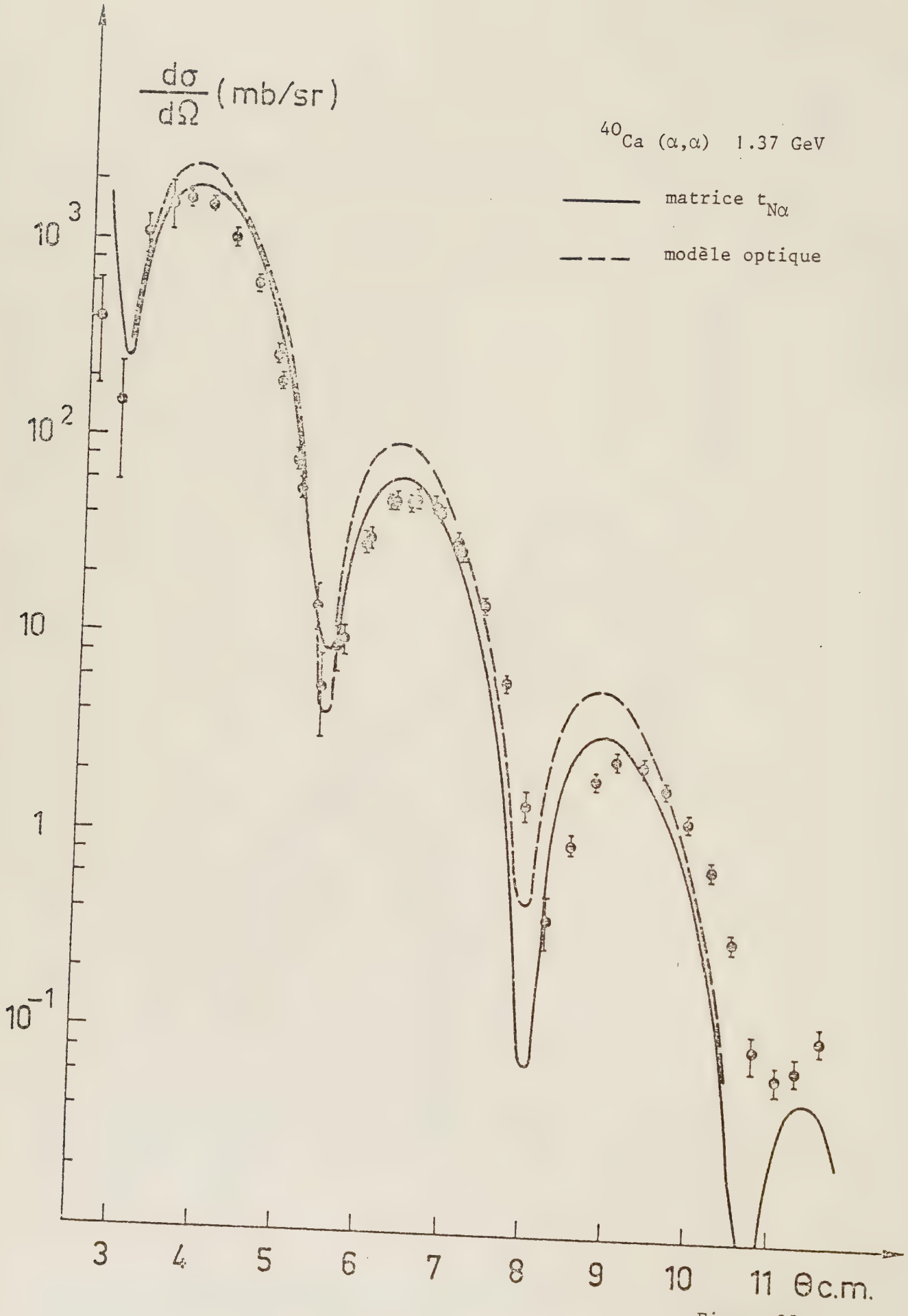

dσ/dΩ (mb/sr)
40Ca (α,α) 1.37 GeV
matrice tNα
modèle optique
10 3
10 2
10
1
10−1
3
4
5
6
7
8
9
10
11 θc.m.

Figure 25.

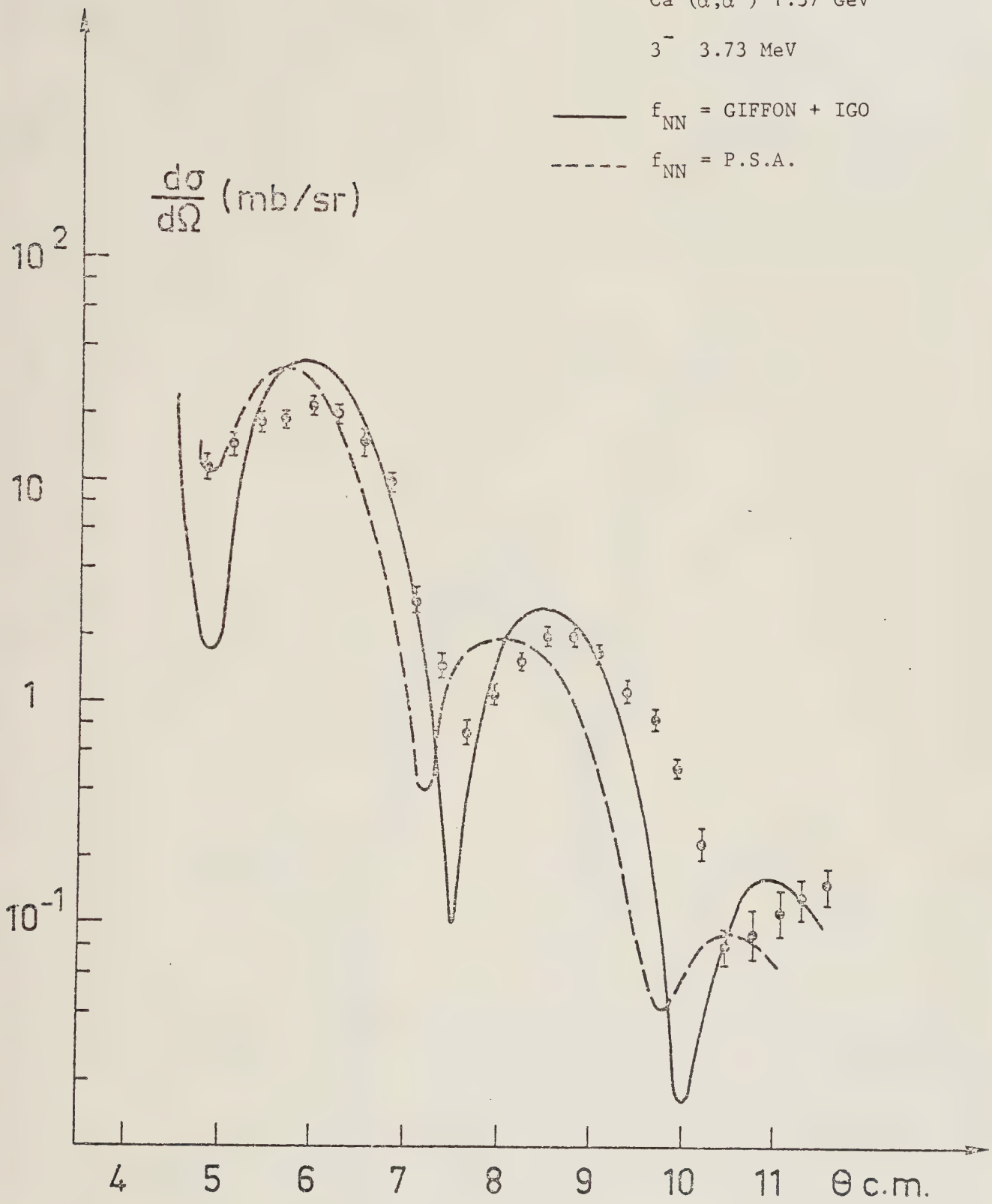

^{40}Ca (α,α') 1.37 GeV
3⁻ 3.73 MeV
f_{NN} = GIFFON + IGO
f_{NN} = P.S.A.
dσ/dΩ (mb/sr)
10²
10
1
10⁻¹
4
5
6
7
8
9
10
11
θ c.m.

Figure 26.

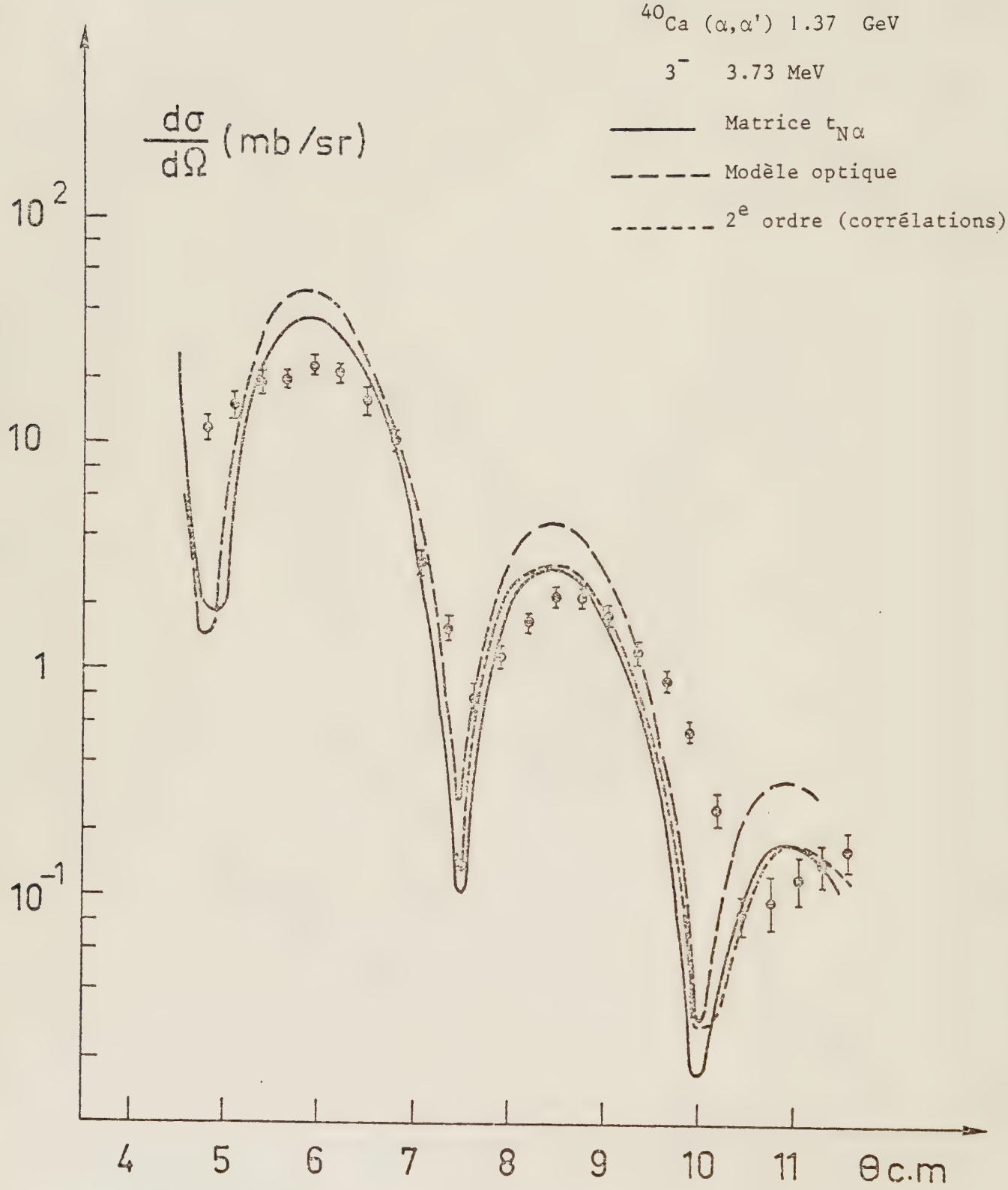

^{40}Ca (α,α') 1.37 GeV
3⁻ 3.73 MeV
Matrice $t_{N\alpha}$
Modèle optique
2e ordre (corrélations)
dσ/dΩ (mb/sr)
10²
10
1
10⁻¹
4
5
6
7
8
9
10
11
θc.m

Figure 27.

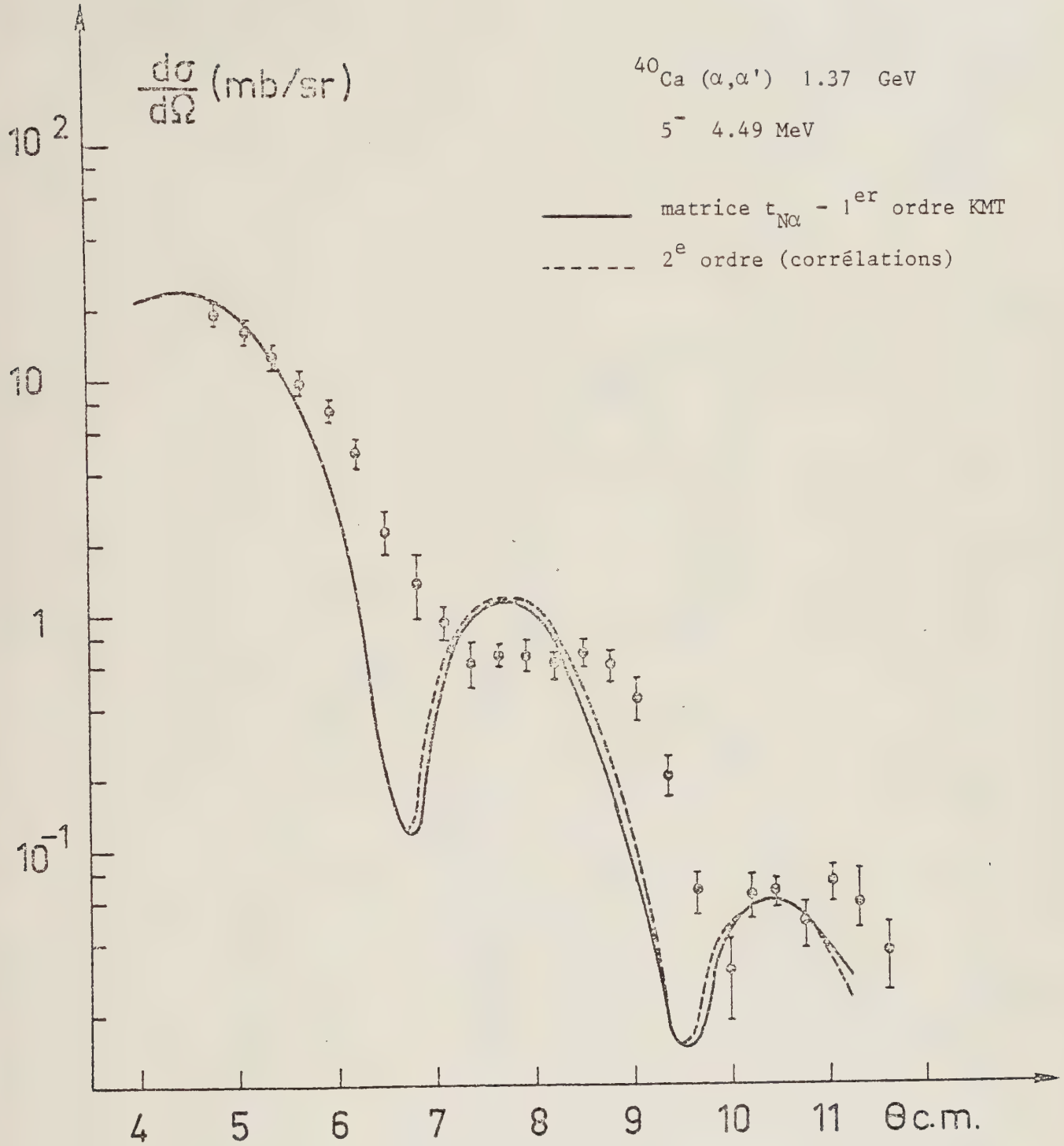

dσ/dΩ (mb/sr)
^{40}Ca (α,α') 1.37 GeV
5⁻ 4.49 MeV
matrice $t_{N\alpha}$ - 1er ordre KMT
2e ordre (corrélations)
10 2
10
1
10⁻¹
4
5
6
7
8
9
10
11
θc.m.

Figure 28.

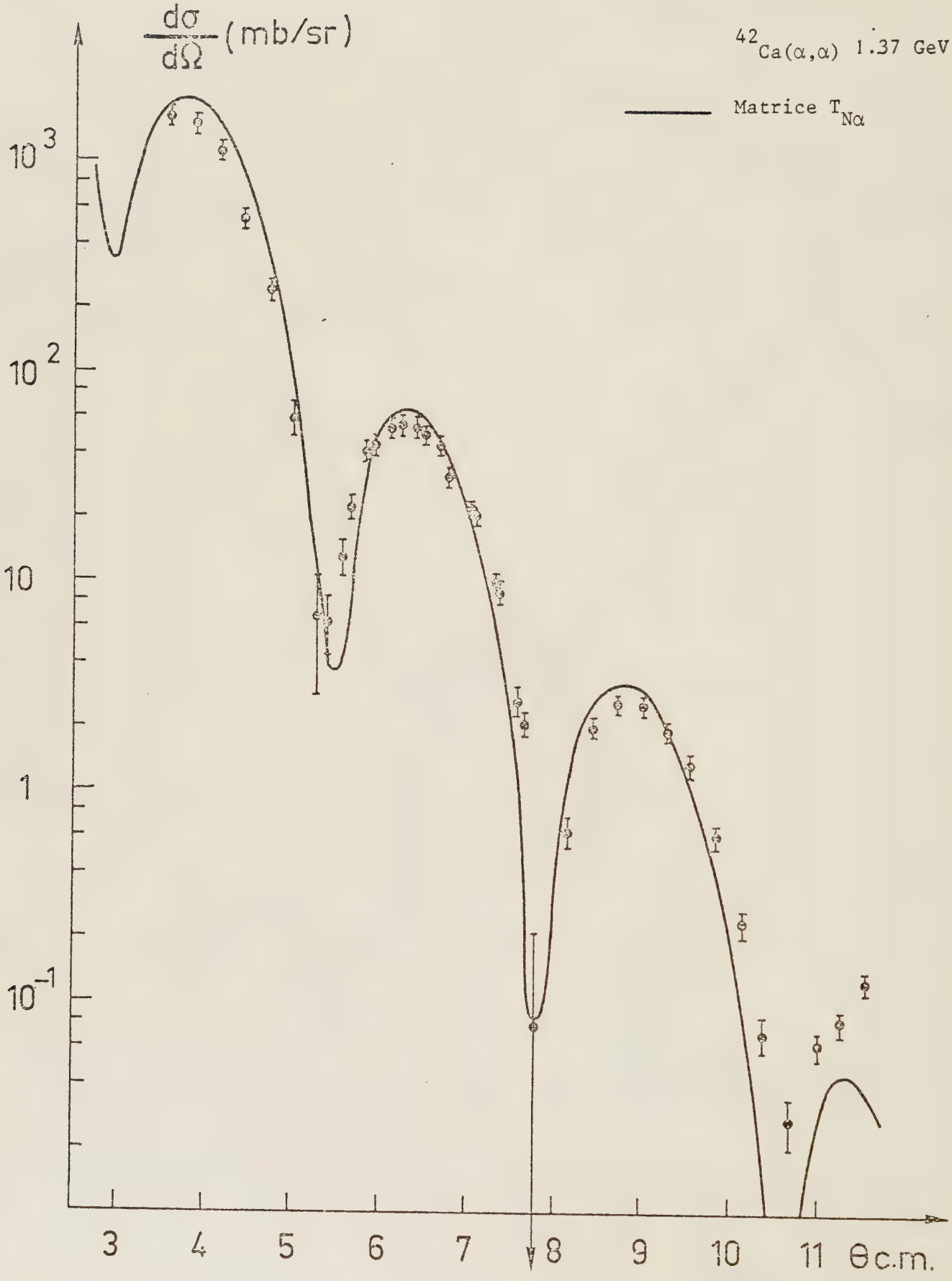

dσ/dΩ (mb/sr)
42Ca(α,α) 1.37 GeV
Matrice TNα
10 3
10 2
10
1
10−1
3
4
5
6
7
8
9
10
11
θc.m.

Figure 29

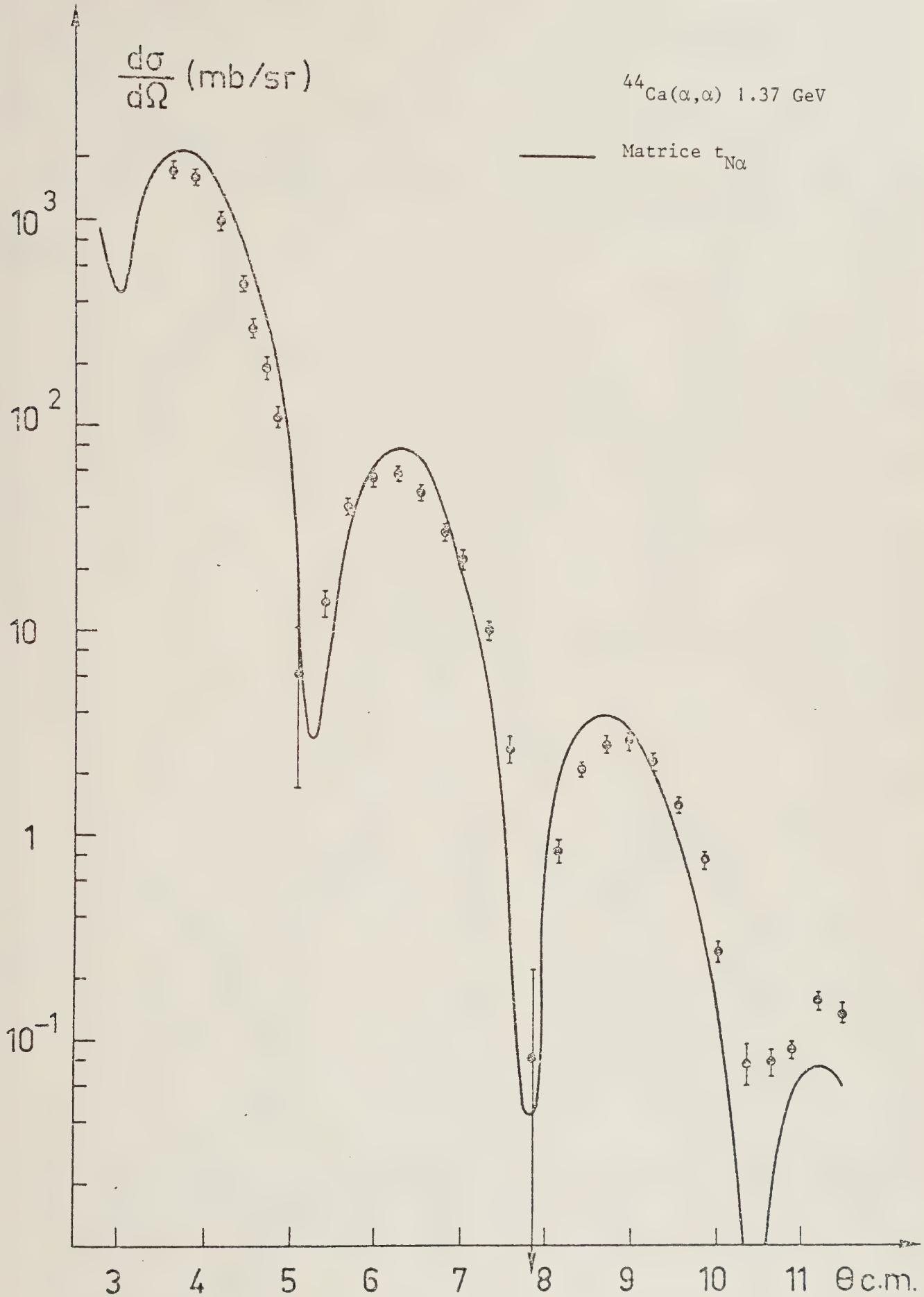

dσ/dΩ (mb/sr)
44Ca(α,α) 1.37 GeV
Matrice tNα
10 3
10 2
10
1
10−1
3
4
5
6
7
8
9
10
11
θc.m.

Figure 30

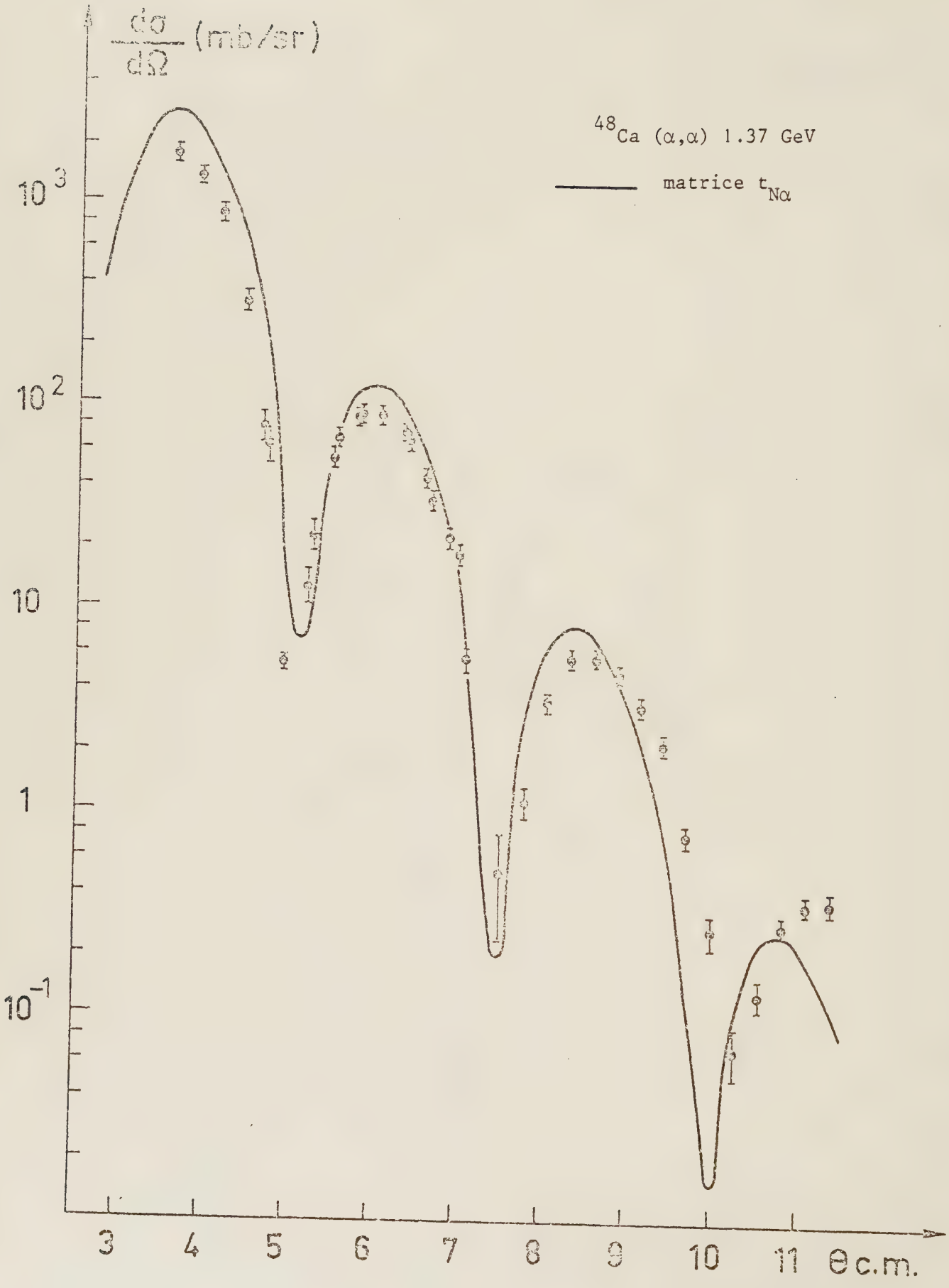

dσ/dΩ (mb/sr)
48Ca (α,α) 1.37 GeV
matrice tNα
10 3
10 2
10
1
10-1
3
4
5
6
7
8
9
10
11
θc.m.

Figure 31

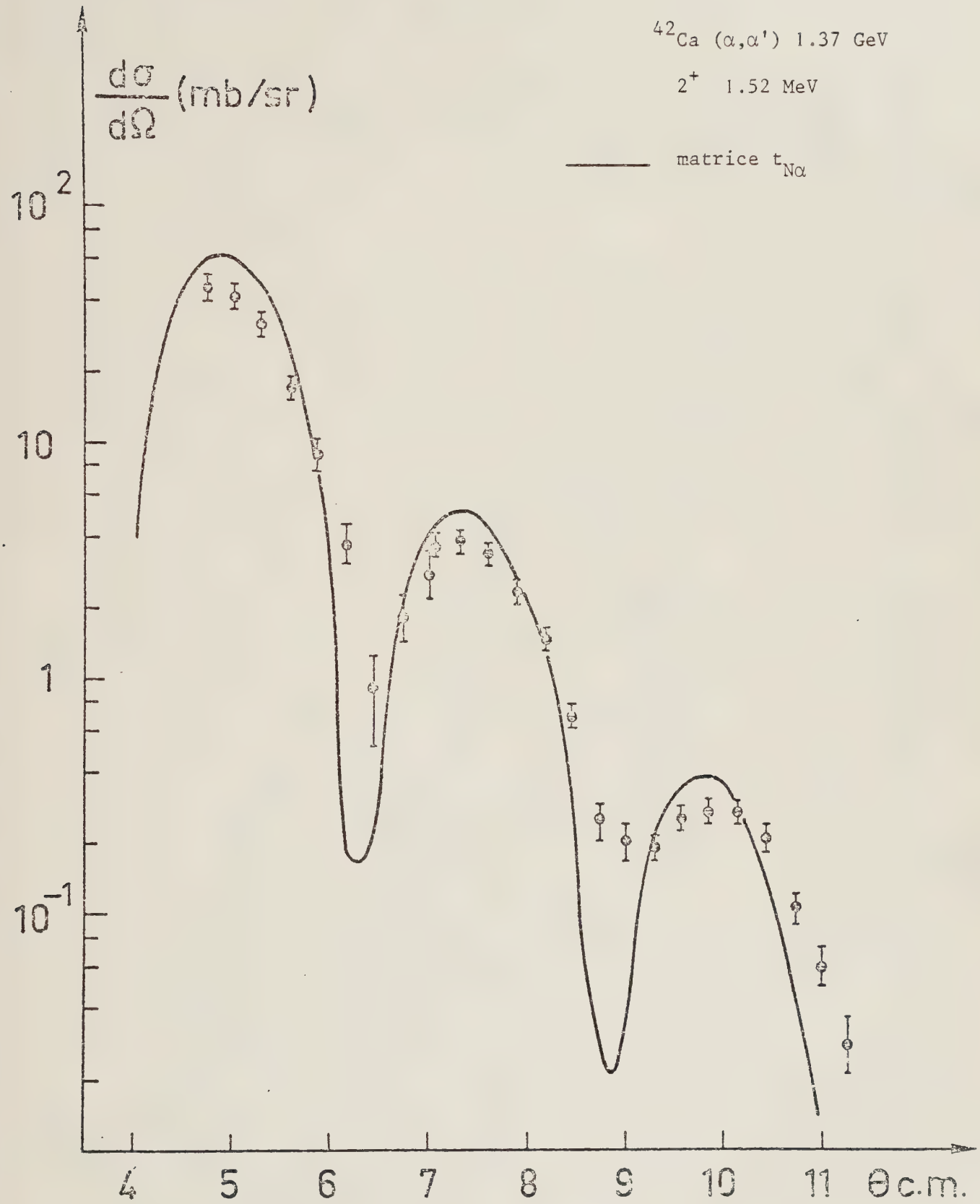

^{42}Ca (α,α') 1.37 GeV
2$^+$ 1.52 MeV
matrice $t_{N\alpha}$
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)
10^2
10
1
10^{-1}
4
5
6
7
8
9
10
11
θc.m.

Figure 32

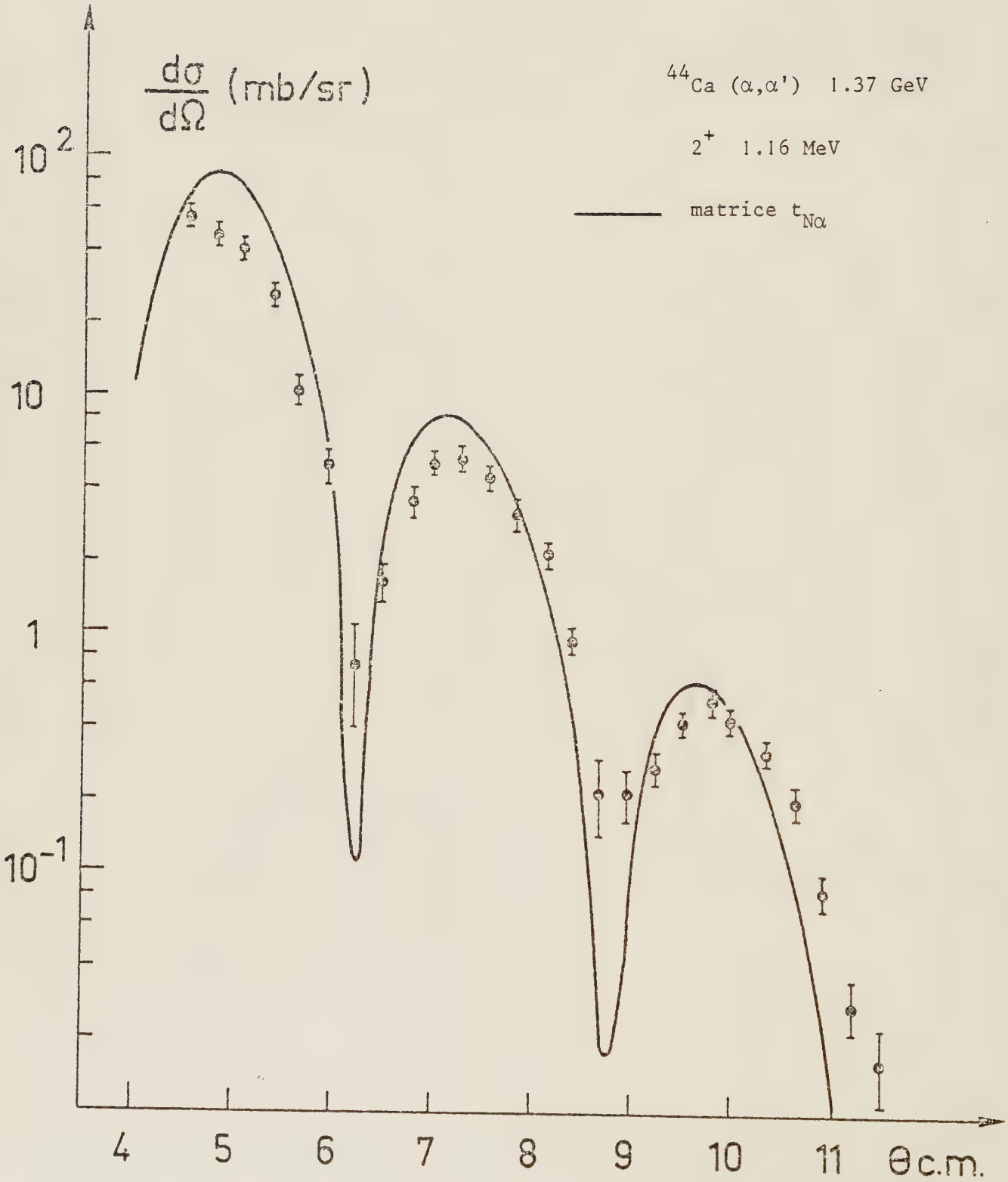

dσ/dΩ (mb/sr)
^{44}Ca (α,α') 1.37 GeV
2$^+$ 1.16 MeV
matrice $t_{Nα}$
10 2
10
1
10^{-1}
4
5
6
7
8
9
10
11
θc.m.

Figure 33.

CHAPITRE V

EXCITATION DES ETATS DE PARITE NON NATURELLE ET EFFETS DE SPIN

1. Introduction

Peu de choses sont actuellement connues sur les facteurs de forme dépendant du spin dans les noyaux et sur les termes dépendant du spin de la force effective nucléon-nucléon. Nous avons vu au Chapitre II qu'il est commode de séparer la densité de transition pour un état excité donné en deux parties, S = 0 et S = 1 (formules (II,32, (II,34)).

Les densités de transition S = 0 dominent largement les états collectifs de parité naturelle (2^+ et 3^- les plus bas par exemple) qui sont ceux qui ont été le plus extensivement analysés.

Les états de parité non naturelle sont beaucoup plus intéressants du point de vue des effets de spin puisqu'ils impliquent a priori des densités de transition S = 1 aussi bien que S = 0 . Notons que dans l'approximation de la DWIA (I,63) seuls les termes dépendant du spin dans l'amplitude nucléon-nucléon (II,1) contribuent à la section efficace et qu'ils excitent tous la composante S = 1 . La partie S = 0 ne sera donc excitée que par des processus moins intenses, envisagés comme des corrections à la théorie (corrections à l'amplitude de nucléon-nucléon libre, termes non locaux liés aux effets hors couche ...).

Il est donc primordial de bien connaître les termes $B(q)\sigma_1.\sigma_2$, $C(q)\ \vec{Q}\wedge\vec{q}.(\sigma_1+\sigma_2)$ (L.S), $D(q)\ \sigma_1.\vec{Q}\ \sigma_2.\vec{Q}$ et $E(q)\ \sigma_1.\vec{q}\ \sigma_2.\vec{q}$ (tenseurs) de l'amplitude (II,1) qui donnent les plus gros effets.

La situation actuelle est la suivante :

- L'amplitude de diffusion nucléon-nucléon est peu connue aux énergies intermédiaires.
- Très peu de mesures de diffusion inélastique de protons avec excitation d'états de parité non naturelle ; dans cette région d'énergie existent le niveau 2^- de l'oxygène et trois points pour le niveau 1^+ T = 1 du carbone.

- Très peu de travaux, dans la littérature, sont consacrés aux effets de spin dans la diffusion de protons aux environs de 1 GeV. Citons le travail de Feshbach et Lambert[10] qui ont introduit ces effets dans le calcul du deuxième ordre de K.M.T. (I,16) et (I,21) pour la diffusion proton-hélium à 1 GeV .

En l'absence de données expérimentales plus nombreuses, nous avons du nous limiter ici à un travail très préliminaire, dont la seule ambition est de poser les problèmes.

2. Règles de sélection

Avant de discuter les résultats, il est utile de détailler les contributions des différents termes de la force nucléon-nucléon. Nous présentons quelques règles simples de sélection. Nous distinguerons le spin transféré S à la particule de la cible et S' au projectile défini au Chapitre II, le moment orbital transféré au nucléon de la cible (L) et au nucléon projectile (L'). Les composantes de la densité de transition excitées par les différents termes de la force effective (II,1) sont les suivantes :

Etats de parité naturelle $\pi = (-1)^J$

A(q)	S = 0	L = J
B(q) $\sigma_1.\sigma_2$ et E(q) $\sigma_1.q\ \sigma_2.q$	S = 1	L = J
C(q) $\vec{Q}\wedge\vec{q}\,.\,(\sigma_1+\sigma_2)(L.S)$ et D(q) $\sigma_1.\vec{Q}\ \sigma_2.\vec{Q}$	S = 0 et S = 1	L = J et L = J-1 , J , J+1

Etats de parité non naturelle $\pi = (-1)^{J+1}$

B(q) $\sigma_1.\sigma_2$ et E(q) $\sigma_1.\vec{q}\ \sigma_2.\vec{q}$	S = 1	L = J-1 et L = J+1

$C(q)\ \vec{Q}\wedge\vec{q}.\ (\sigma_1+\sigma_2)$ $\quad S = 0 \quad L = J$

et et

$D(q)\ \sigma_1.\vec{Q}\ \sigma_2.\vec{Q}$ $\quad S = 1 \quad L = J-1\ ,\ J\ ,\ J+1$

Ces règles ne sont valables que pour une force effective locale (A, B, C, ... ne dépendant que de q). Si l'on envisage des effets de non localité dus par exemple au développement hors couche de l'amplitude, le terme central $A(\vec{q},\vec{Q})$ peut contribuer aux états de parité non naturelle en excitant la composante $S = 0 \quad L = J$.

La distribution angulaire de la section efficace est sensible au moment orbital L' transféré au projectile (ou à la combinaison des L' possibles).

Les règles sont les suivantes :

Pour les termes $A(q)$ et $B(q)\ \sigma_1.\sigma_2$ $\quad L' = L$

Pour le terme tenseur $E(q)\ \sigma_1.q\ \sigma_2.q$ $\quad L' = L-2\ ,\ L\ ,\ L+2$

Pour le terme spin-orbite $C(q)\ \vec{Q}\wedge\vec{q}.\ (\sigma_1+\sigma_2)$ $\quad L' = L-1\ ,\ L\ ,\ L+1$

Pour le terme $D(q)\ \sigma_1.\vec{Q}\ \sigma_2.\vec{Q}$ $\quad L' = L-2\ ,\ L-1\ ,\ \ldots,\ L+2$

Notons que pour une excitation $S = 0$ de la cible, le terme L.S permet un transfert de spin $S = 1$ à la particule incidente.

Le terme tenseur favorise les éléments de matrice non diagonaux ($L' \neq L$). Dans la plupart des cas, les transitions du type $L = J-1\ ,\ S = 1$ $L' = J+1$ sont préférentiellement excitées par ce terme, tandis que le terme $\sigma_1.\sigma_2$ favorise les excitations $L = J-1\ ,\ S = 1\ ,\ L' = J-1$ (ou dans de rares cas $L = J+1\ ,\ S = 1\ ,\ L' = J-1$).

La section efficace sera donc très sensible à l'intensité relative des termes $\sigma_1.\sigma_2$ et $\sigma_1.q\ \sigma_2.q$.

L'analyse des états de spin-flip ($S = 1$) et d'isospin-flip ($T = 1$) permettrait en outre de préciser l'intensité relative des forces effectives proton-proton et proton-neutron dépendant du spin.

3. Résultats

Dans les calculs qui sont présentés pour le 2^- de ^{16}O et le 1^+ $T = 1$ de ^{12}C, nous avons utilisé les fonctions d'onde microscopiques de la R.P.A.

dues à Gillet et Vinh Mau[58]. Il n'est pas question, dans l'état actuel de nos connaissances de tester avec précision la validité de ces fonctions d'onde, qui sont généralement dominées par une seule excitation particule-trou.

Pour effectuer le calcul des éléments de matrice de la force nucléon-nucléon entre les fonctions d'onde liées et les fonctions d'onde distordues, nous avons utilisé le formalisme de l'hélicité nucléaire dû à J. Raynal[20]. Nous avons d'abord utilisé la paramétrisation de l'amplitude (II,1) présentée par Feshbach et Lambert[10]. Les coefficients B, C, D, E sont extraits de l'analyse en déphasage proton-proton à 1 GeV, et les paramètres correspondants de l'amplitude proton-neutron ont été ajustés par ces auteurs pour reproduire la diffusion proton-hélium. Avec la paramétrisation gaussienne $A(q) = A^{-\alpha q^2/2}$, $B(q) = B\ e^{-\beta q^2/2}$, etc..., les intensités et les portées de Feshbach et Lambert sont :

	pp	pn		pp	pn
A (fm)	0,081 + i1,338	-0,54+i1,082	α(GeV/c)$^{-2}$	9,83-i2,41	3,2-i0,806
B (fm)	-0,27 + i0,062	0	β(GeV/c)$^{-2}$	25,9 + i4,72	
C (fm^3)	0,022 + i0,028	0,094+i0,125	γ(GeV/c)$^{-2}$	7,87 + i0,856	
D (fm^3)	0,0003+i0,0001	0	δ(GeV/c)$^{-2}$	13,1 + i50,0	
E (fm^3)	1,26 - i0,11	1,95-i0,17	ε(GeV/c)$^{-2}$	44,0 + i1,21	

Le terme spin-orbite proton-neutron C(q) étant trop grand pour reproduire la polarisation proton-neutron, nous avons préféré utiliser celui que nous avons déterminé au Chapitre III, paragraphe 2.1. Les points expérimentaux ont été communiqués à l'auteur par H. Catz et T. Bauer. L'amplitude de Feshbach et Lambert ne permet de reproduire ni la section efficace pour le $^{12}C\ 1^+\ T=1$, ni la section efficace pour le $^{16}O\ 2^-\ T=0$ (Figures 35 et 40). Le terme spin-orbite C(q) étant relativement bien défini, nous ne pouvons qu'ajuster les termes $B(q)\ \sigma_1.\sigma_2$ et $E(q)\ \sigma_1.q\ \sigma_2.q$. La figure 35 montre les contributions des termes spin-orbite, tenseur et $\sigma_1.\sigma_2$ pris séparément. Nous montrons aussi sur la Figure 36 que l'on ne peut pas espérer reproduire la distribution angulaire en ajustant les portées β et ε des termes $\sigma_1.\sigma_2$ et tenseur .

Seule une variation des intensités relatives de ces deux termes permet d'obtenir un accord raisonnable avec les sections efficaces $^{16}O\ 2^-$ et $^{12}C\ 1^+$ (Figures 37 et 40).

Les paramètres ainsi ajustés, en conservant les portées égales à celles de Feshbach et Lambert sont :

	pp	pn
B (fm)	-0,365 - i 0,062	-0,456 - i 0,078
E (fm^3)	0,63 - i 0,055	0,975 - i 0,08

Notons que les paramètres de proton-proton et proton-neutron sont à peu près les mêmes, ce à quoi l'on s'attend. Les sections efficaces et les polarisations sont très sensibles au mélange de ces paramètres. Afin de montrer cet effet dans le cas d'absorption forte, nous avons calculé la section efficace pour l'excitation du niveau 4^- (3,44 MeV) du ^{208}Pb, qui est donné par une seule configuration de neutrons ($3p_{1/2} \rightarrow 2g_{9/2}$), avec l'amplitude de Feshbach et Lambert et nos paramètres ajustés. Nous voyons sur la Figure 41 que la section efficace, non seulement la normalisation mais aussi la distribution angulaire dépendent crucialement du choix des paramètres.

Enfin, nous donnons quelques précisions de "pouvoirs d'analyse" ou "asymétries". Avec un faisceau polarisé dont on inverse alternativement la polarisation, le pouvoir d'analyse est donné par le rapport des sections efficaces

$$A = \frac{\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow}{\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow} \quad .$$

(Cette définition n'est vraie que si l'on utilise un faisceau totalement polarisé).

Nous montrons sur la Figure 34 les prédictions pour les états 3^- et 5^- du ^{40}Ca. Ces mesures seraient un test très fin de la théorie puisque, pour ces niveaux collectifs, les densités de transition S = 0 sont très largement prépondérantes.

Nous montrons enfin sur les Figures 38 et 39 la très grande sensibilité aux divers termes de l'amplitude nucléon-nucléon du pouvoir d'analyse pour la réaction $^{16}O(p,p')\ 2^-$.

Nous n'avons pas introduit le terme $D(q)\ \sigma_1.Q\ \sigma_2.Q$, qui est beaucoup plus compliqué et difficile à mettre en oeuvre dans les calculs pratiques. Il serait aussi intéressant d'envisager le calcul des effets hors couches qui peuvent être importants pour ces états de parité non naturelle, notamment dans l'excitation de la composante $S = 0$. De tels développements de la théorie ne sont évidemment envisageables qu'après un travail considérable de synthèse qui ne sera rendu possible que par des expériences nouvelles dans ce domaine.

En conclusion, nous avons présenté ici un travail d'exploration très préliminaire. Les nouveaux paramètres que nous en avons déduits sont issus d'un ajustement simple, sur des données expérimentales peu nombreuses. Nous obtenons cependant une symétrie pp, pn agréable, tout en reproduisant raisonnablement les normalisations des sections efficaces pour des états $T = 0$ et $T = 1$. C'est pourquoi ces paramètres semblent réalistes, mais nous espérons qu'ils seront par la suite précisés par de nouvelles mesures de diffusion nucléon-nucléon et nucléon-noyau mettant en évidence des effets de spin.

La grande influence sur les sections efficaces et les pouvoirs d'analyse de petites variations de ces paramètres laisse entrevoir que l'excitation d'états de parité non naturelle sera un outil d'analyse riche en possibilités.

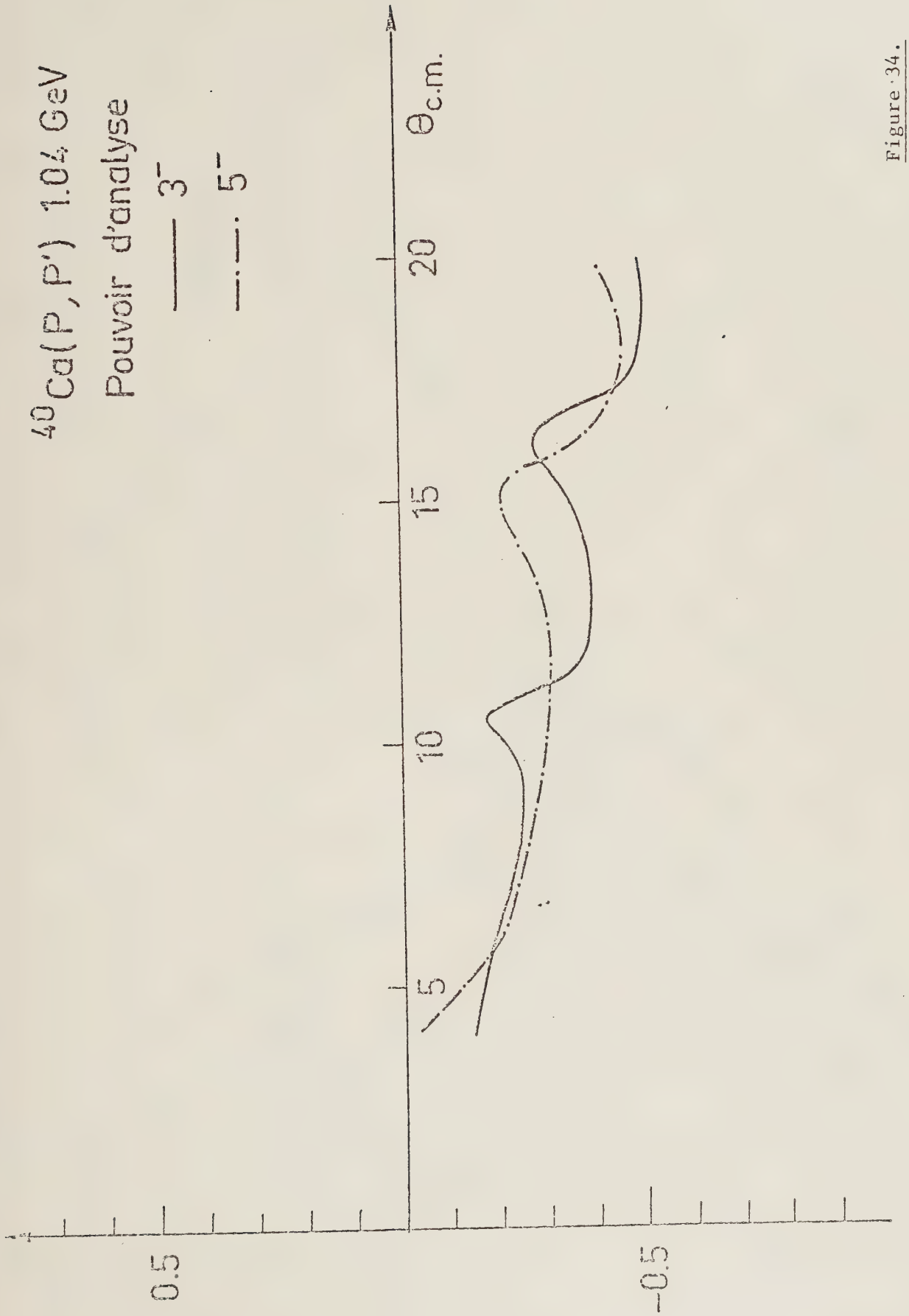


Figure 34.

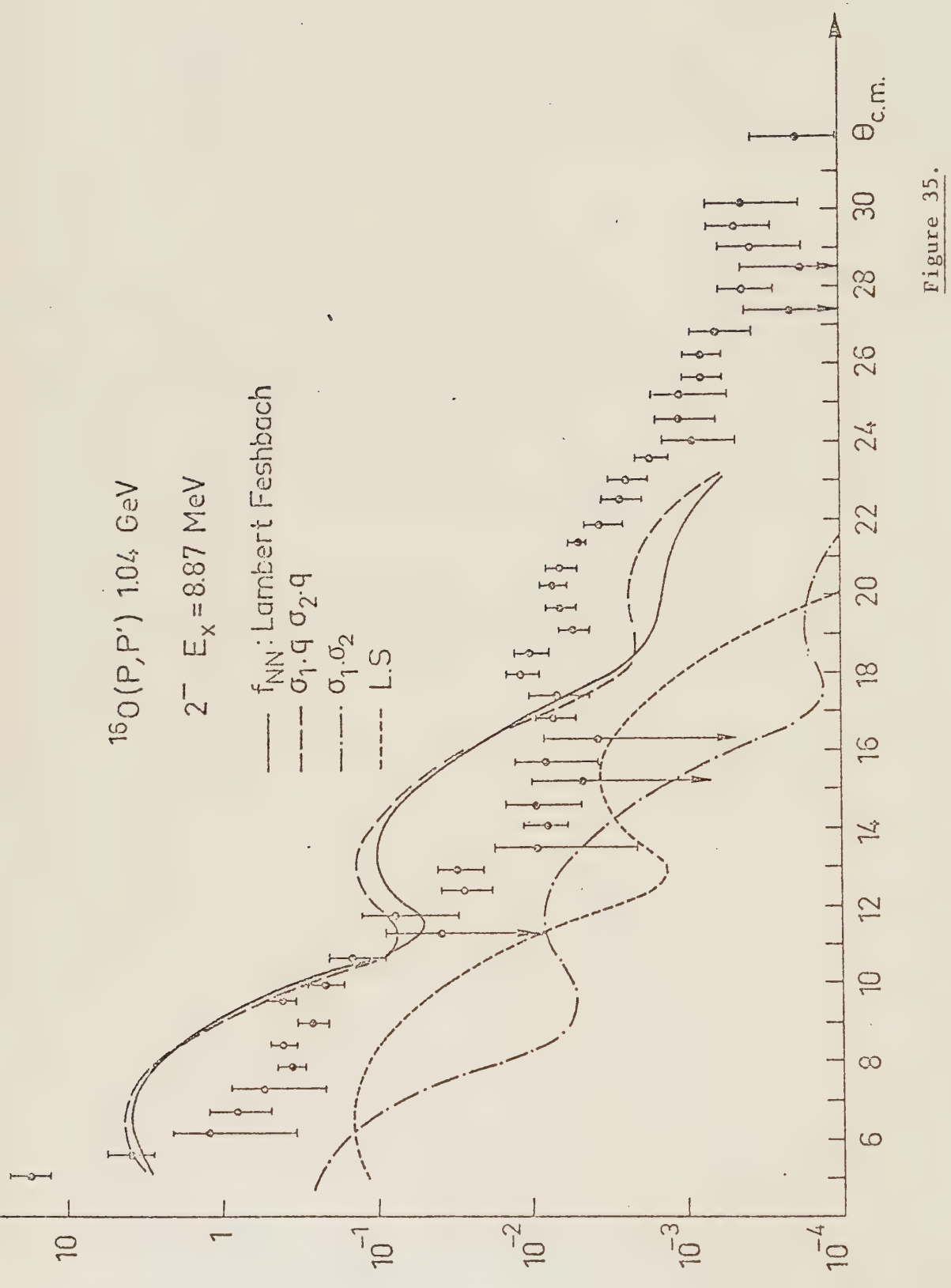

$^{16}O(P,P')$ 1.04 GeV
2^- $E_x = 8.87$ MeV
f_{NN}: Lambert Feshbach
$\sigma_1 \cdot q\ \sigma_2 \cdot q$
$\sigma_1 \cdot \sigma_2$
L.S
$\theta_{c.m.}$
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30
10
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}

Figure 35.

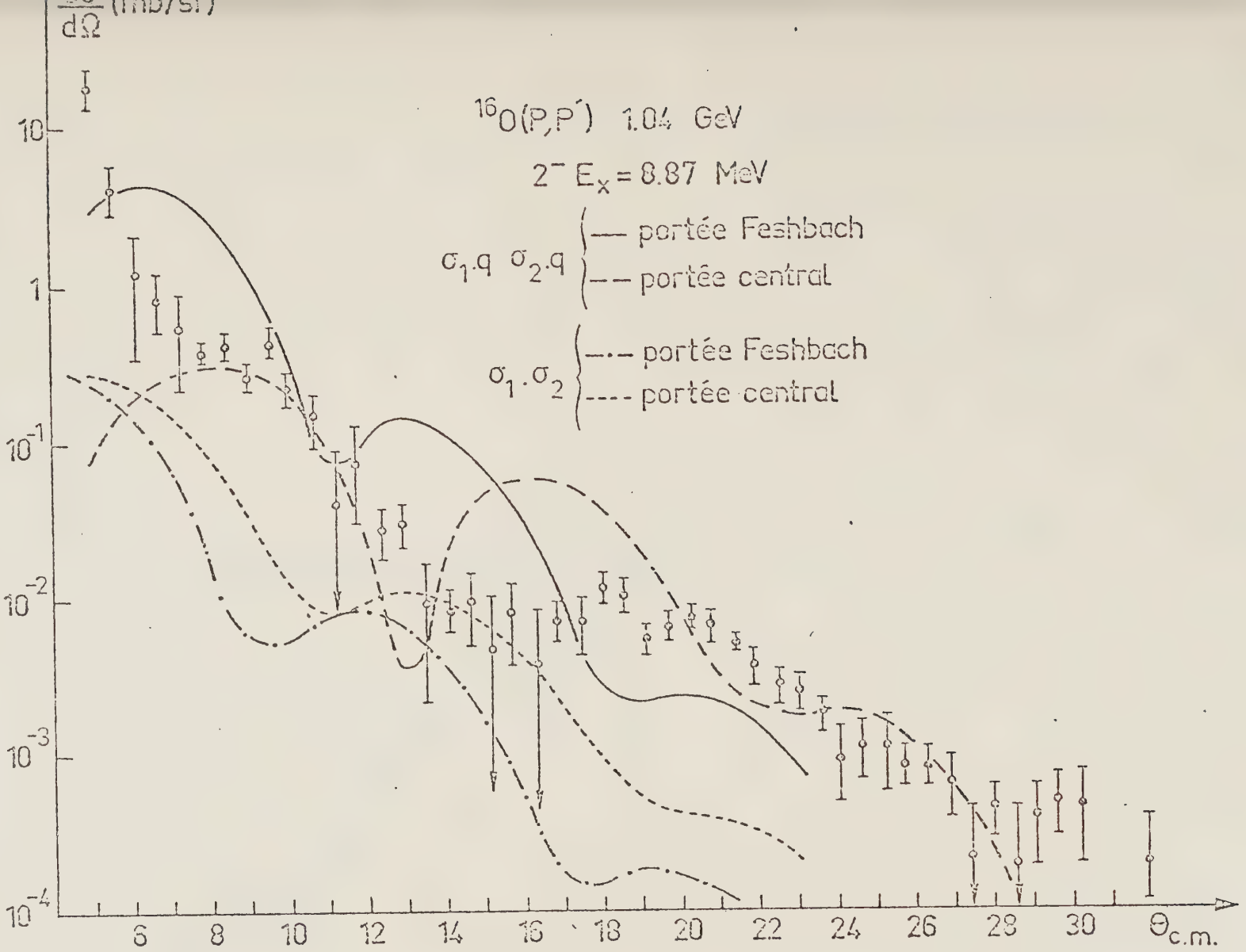

dσ/dΩ (mb/sr)
$^{16}O(P,P')$ 1.04 GeV
2^- E_x = 8.87 MeV
$\sigma_1.q$ $\sigma_2.q$
— portée Feshbach
-- portée central
$\sigma_1.\sigma_2$
-·- portée Feshbach
---- portée central
10
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30
$\Theta_{c.m.}$

Figure 36.

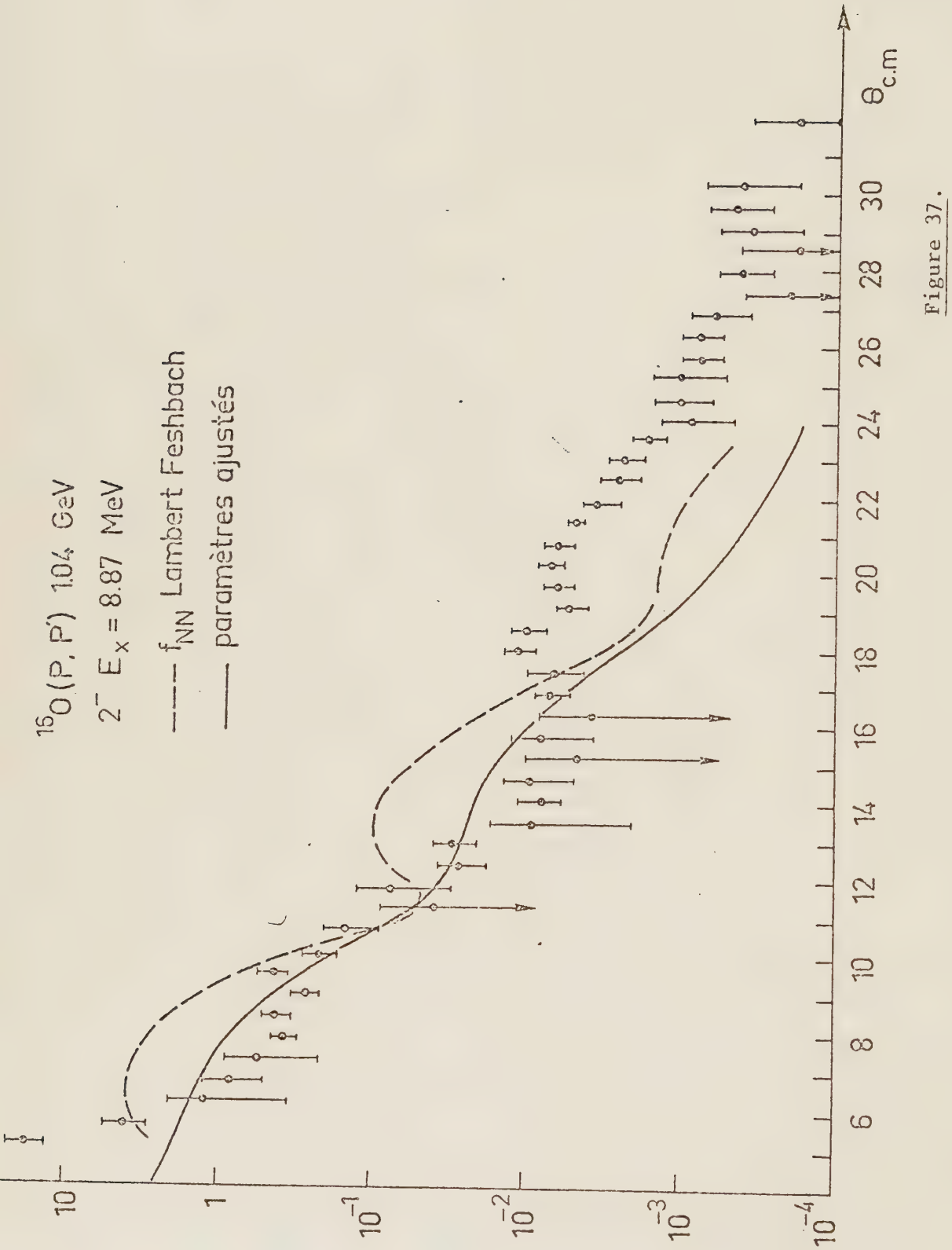

$^{16}O(P,P')$ 1.04 GeV
2^- $E_x = 8.87$ MeV
f_{NN} Lambert Feshbach
paramètres ajustés
$\theta_{c.m}$
10
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30

Figure 37.

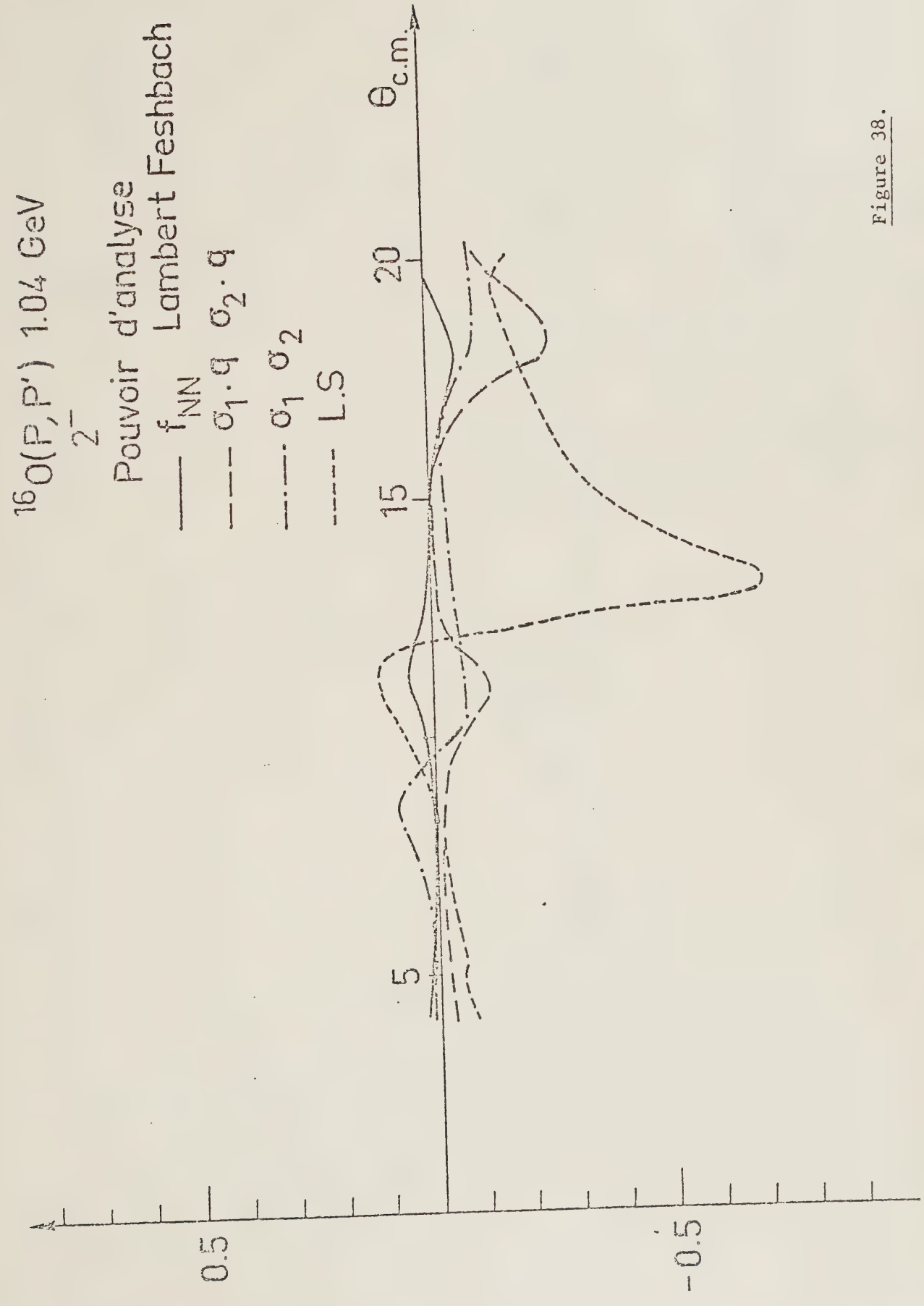

$^{16}O(P,P')$ 1.04 GeV
2^-
Pouvoir d'analyse
Lambert Feshbach
f_{NN}
$\sigma_1 \cdot q \ \sigma_2 \cdot q$
$\sigma_1 \ \sigma_2$
L.S
$\theta_{c.m.}$
5
15
20
0.5
-0.5

Figure 38.

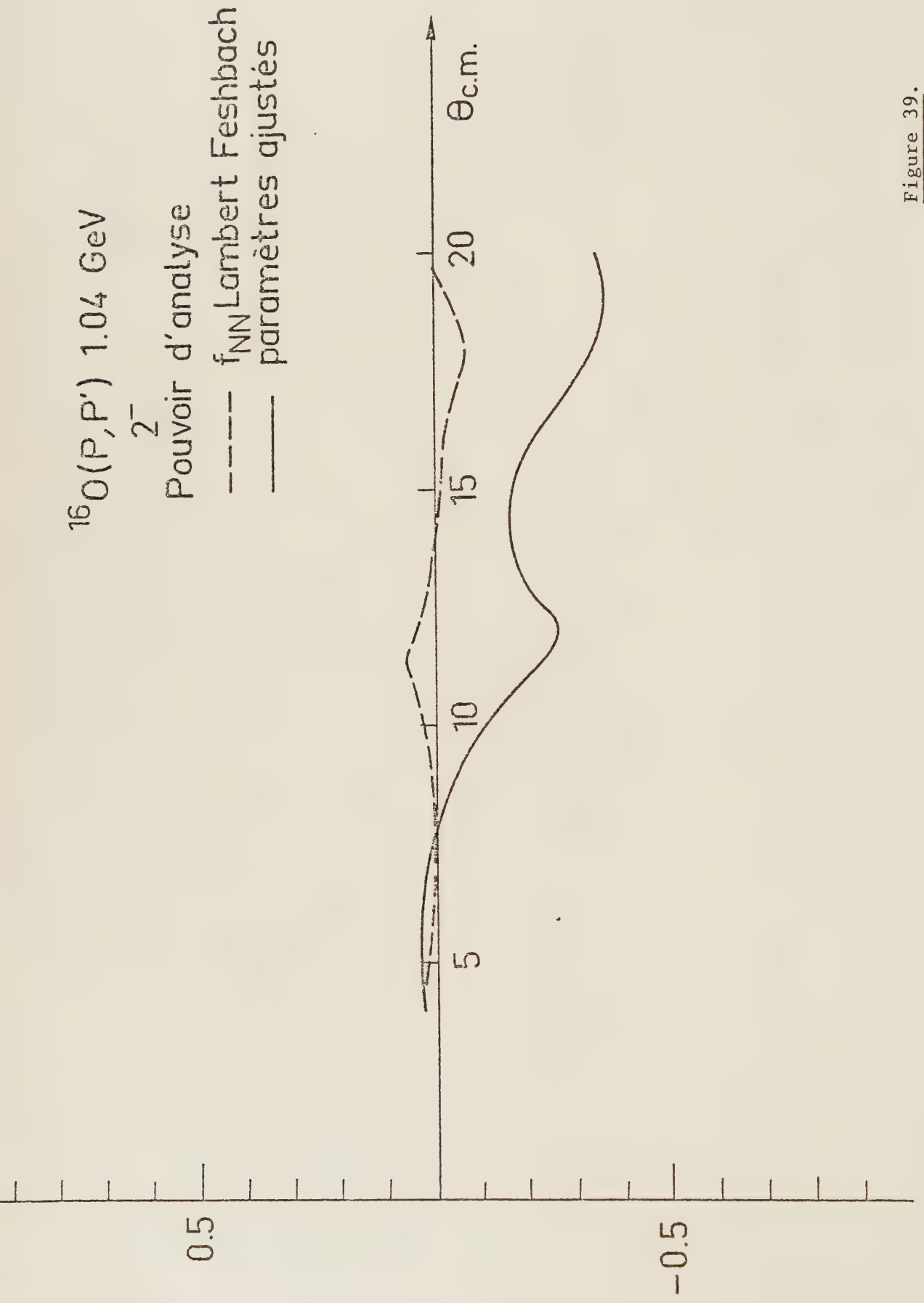

$^{16}O(P,P')$ 1.04 GeV
2^-
Pouvoir d'analyse
---- f_{NN} Lambert Feshbach
—— paramètres ajustés
$\theta_{c.m.}$
5
10
15
20
0.5
-0.5

Figure 39.

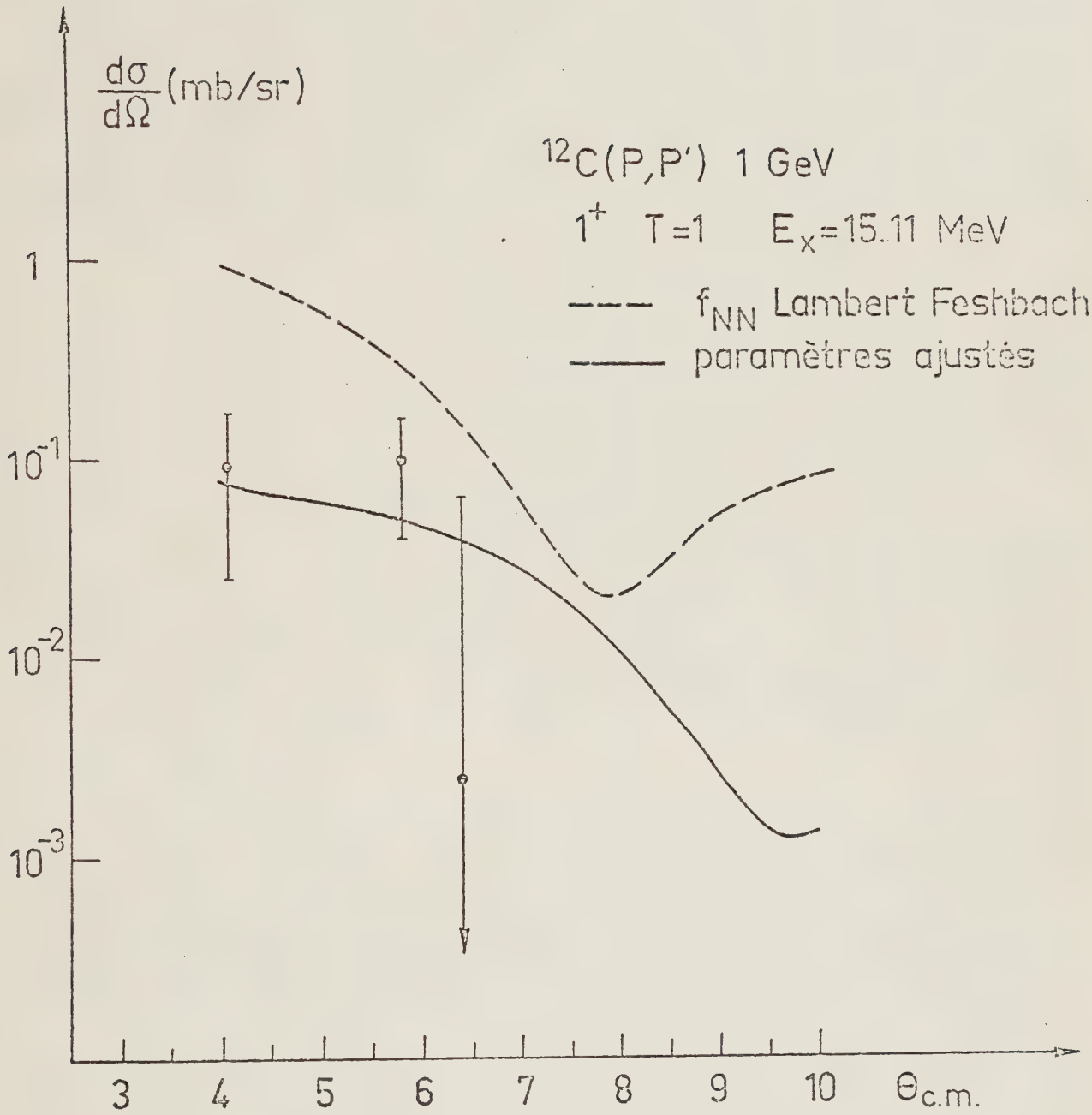

dσ/dΩ (mb/sr)
$^{12}C(P,P')$ 1 GeV
1^+ T=1 E_x=15.11 MeV
f_{NN} Lambert Feshbach
paramètres ajustés
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
3
4
5
6
7
8
9
10
$\theta_{c.m.}$

Figure 40.

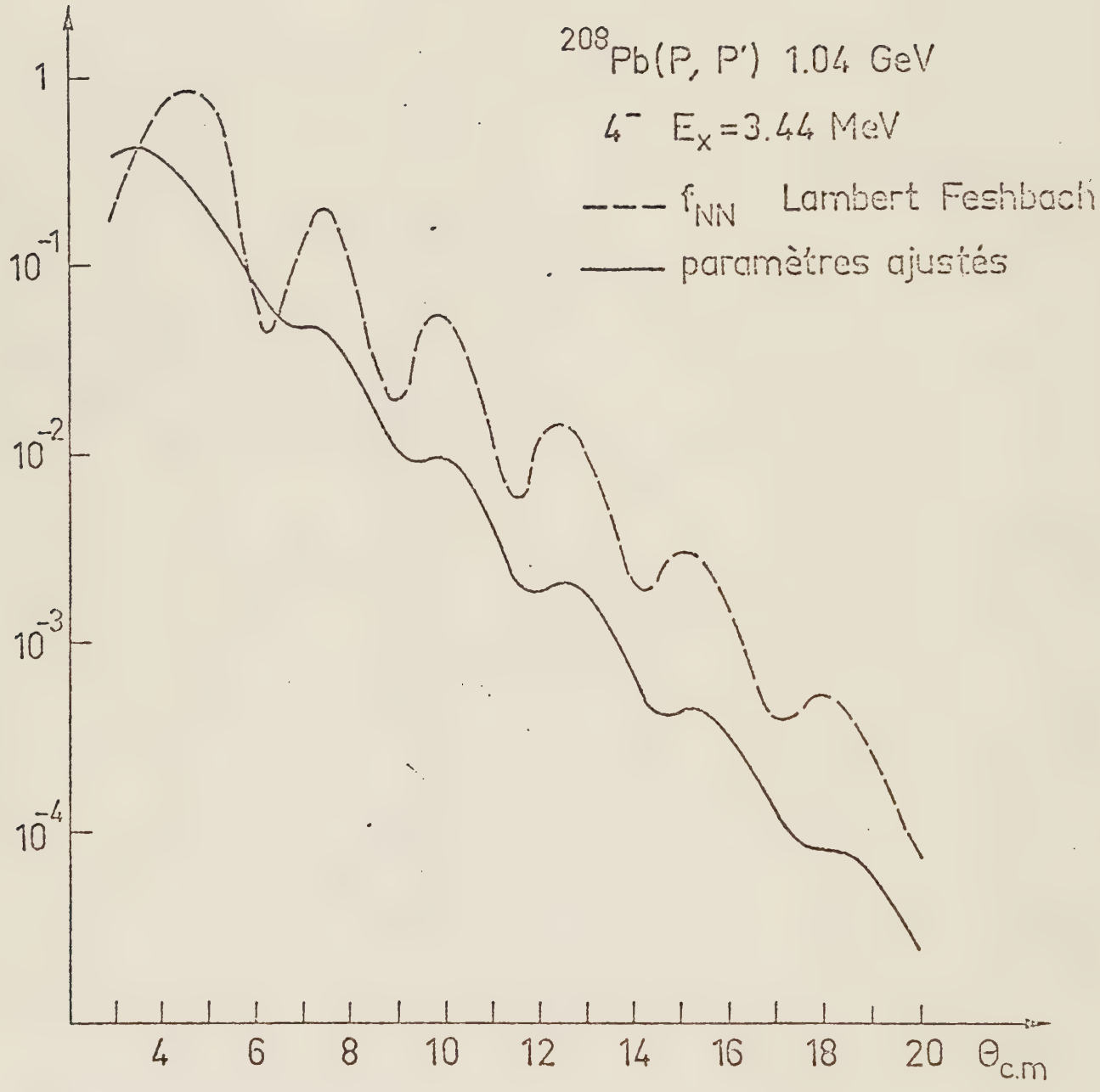

^{208}Pb(P, P') 1.04 GeV
4$^-$ E_x=3.44 MeV
f_{NN} Lambert Feshbach
paramètres ajustés
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
4
6
8
10
12
14
16
18
20
$\theta_{c.m}$

Figure 41.

CONCLUSION

Nous avons montré que l'utilisation de protons d'énergies intermédiaires (1 GeV) donne accès à des informations nouvelles et relativement précises sur les densités de neutrons du fondamental et des états excités. L'énergie de 1 GeV est assez élevée pour qu'une théorie du mécanisme de réaction à la fois simple et correcte puisse être mise en oeuvre. D'autre part cette énergie est encore assez basse pour que les spectromètres de haute résolution tel que celui qui a été utilisé à Saclay permettent de séparer les différents niveaux d'excitation.

Pour les noyaux cibles considérés dans ce travail, qui sont des noyaux de taille moyenne et peu déformés, nous avons montré que le formalisme de K.M.T. au premier ordre décrit déjà relativement bien le mécanisme de réaction. Nous l'avons préféré à la limite optique de Glauber, seule variante de cette théorie utilisable pratiquement pour de tels noyaux, et qui comporte une approximation supplémentaire.

Nous avons montré que les corrections à ce premier ordre envisageables sont petites, de l'ordre de 2 à 4%. D'ailleurs le très bon accord obtenu dans la diffusion inélastique vers les états 3^- et 5^- du ^{40}Ca, qui sont les mieux décrits par l'approximation de la RPA, était un encouragement à utiliser cette théorie pour mesurer les densités de transition de neutrons inconnues.

Il s'est avéré que l'absorption des protons de 1 GeV à l'intérieur du noyau (disparition de protons de la voie élastique) n'est pas extrêmement forte. En particulier le facteur d'atténuation varie en pente douce sur des distances comparées à l'extension radiale de la densité de transition, pour des noyaux tels que les calcium et les nickel . Il a donc été possible, non seulement de déterminer les intensités des transitions de neutrons, mais encore de préciser leur forme (rayon, largeur), avec toutefois un degré de précision moindre que ne le permet la diffusion d'électrons pour les informations concernant les protons.

Les résultats ainsi obtenus, en particulier les facteurs Λ_p et Λ_n de normalisation des fonctions d'onde de la RPA et le rapport des taux

de transition τ_N/τ_p sont comparables à ceux qui avaient été obtenus à basse énergie (ref.15) et à moyenne énergie (refs.56,57) avec des protons et des α.

Mais le degré de précision que nous avons obtenu ici est nettement meilleur , puisque nous nous sommes affranchis des incertitudes liées à l'utilisation d'un potentiel optique phénoménologique et d'un facteur de forme de transition qui l'est aussi en partie à basse énergie.

Nous avons pu conclure que le rapport τ_N/τ_p montre des déviations de l'ordre de 20 à 40% par rapport à la règle N/Z et que, pour les états 2^+, les effets dus à un excès de neutrons croissent plus vite que N/Z. En fait la principale source d'incertitude sur nos résultats demeure l'utilisation d'un modèle pour décrire la densité de transition.

Nous avons analysé les expériences de diffusion élastique et inélastique de particules alpha d'un double point de vue :

- Afin de comprendre le mécanisme de réaction, en particulier la possibilité d'étendre la théorie de K.M.T. au cas de projectiles composites.
- Afin de tester d'une autre façon les informations sur les neutrons obtenues par diffusion de protons. Nous avons mis en évidence le fait que le simple "modèle optique" n'est pas capable de rendre compte correctement de la diffusion d'alphas. Par contre le formalisme de K.M.T. au premier ordre dans lequel on considère l'α comme particule élémentaire rend compte qualitativement des expériences à un degré bien meilleur que ce qui était obtenu à basse ou moyenne énergie[57].

REFERENCES

1. Goldberger and Watson, "Collision Theory", Wiley, New York (1953).
2. A. Messiah, "Mécanique Quantique", Tome II, Dunod Editeurs, Paris (1965).
3. A.K. Kerman, H. Mc Manus and R.M. Thaler, "The Scattering of Fast Nucleons from Nuclei", Annals of Physics 8, 551 (1959).
4. K.M. Watson, Phys. Rev. 89, 575 (1953).
5. R.J. Glauber, "High Energy Collision Theory", Lectures in Theoretical Physics, Interscience Publishers, (1959), vol.1, 315.
6. H. Feshbach, A. Gal and J. Hufner, Annals of Physics 66, 20 (1971).
7. R.J. Taylor, "Scattering Theory", Wiley, New York (1972).
8. M.A. Nagarajan, W.L. Wang, D.J. Ernst and R.M. Thaler, Phys. Rev. C 11, 1167 (1975).
9. Y. Abgrall, J. Labarsouque and B. Morand, Laboratoire de Physique Théorique Bordeaux I, "High Energy Elastic and Inelastic p-^{12}C Scattering and Nuclear Deformation", à paraître.
10. E. Lambert and H. Feshbach, Annals of Physics 76, 80 (1973).
11. I. Ahmad, Nucl. Phys. A 247, 418 (1975).
12. Y. Alexander and A.S. Rinat, Annals of Physics 82, 301 (1974).
13. L. Wolfenstein, Phys. Rev. 96, 1654 (1954).
14. R. Schaeffer, Thèse Orsay 1970, Rapport CEA R.4000 ;
    R. Schaeffer, Nucl. Phys. A132 (1969) 186 ;
    R. Schaeffer, Nucl. phys. A135 (1969) 231.
15. Y. Terrien, Thèse Orsay 1973.
16. V. Gillet, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Academic Press Inc., New York (1966).
17. E. Moniz and G. Nixon, Annals of Physics 67, 58 (1971).
18. J.V. Noble, Annals of Physics 67, 98 (1971).
19. H.A. Bethe, Annals of Physics 3, 190 (1958) ;
    M.M. Islam, Phys. Rev. 162, 1246 (1967).
20. J. Raynal, Nucl. Phys. A97, 572 (1967).
21. J. Blatt and V. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics", John Wiley and Sons Inc., New York (1952).
22. A.M. Lane and E.D. Pandlebury, Nucl. Phys. 15, 39 (1960).
23. O. Nathan and S.G. Nilsson, "Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy" North Holland Publishing Company (1965).

24. K. Itoh, M. Oyamada and Y. Torizuka, Phys. Rev. C 2, 2181 (1970).
25. J. Heisenberg, J.S. McCarthy and I. Sick, Nucl. Phys. A164, 353 (1971).
26. H. Rothaas, J. Friedrich, K. Merle, B. Dreher, Phys. Lett. B 51, 23 (1974).
27. J. Blair, Phys. Rev. 115, 928 (1959).
28. Y. Hama and N. Hoshizaki, Progress of Theoretical Physics 31, 615 (1964) and 31, 1162 (1964) ;
N. Hoshizaki, Rev. Mod. Phys. 39, 700 (1967).
29. R.H. Bassel and C.Wilkin, Phys. Rev. 174, 1179 (1968).
30. J. Saudinos and C. Wilkin, Ann. Rev. of Nucl. Sci. 24, 341 (1974) ;
R.J. Lombard, J.P. Auger and J. Gillespie, Rapport IPNO TH 7546, Décembre 1975, à paraître dans Nucl. Phys.
31. J. Bystricky, F. Lehar et Z. Janout, "Résultats Expérimentaux pour la Diffusion Elastique Nucléon-Nucléon de 270 MeV à 3000 MeV", Note CEA N-1547(E).
32. R.E. Hendrich and P. Lautrup, Phys. Rev. D 11, 529 (1975).
33. J. Bystricky, communication privée.
34. A. Chaumeaux, V. Layly et R. Schaeffer, à paraître ;
"Résultats Expérimentaux (p,p) et (p,p') sur les Isotopes du Calcium", G.D. Alkhazov, T. Bauer, R. Beurtey, A. Boudard, G. Bruge, A. Chaumeaux P. Couvert, G. Cvijanovich, H.H. Duoum, J.M. Fontaine, D. Garreta, A.V. Koulikov, D. Legrand, J.C. Lugol, J. Saudinos, J. Thirion, A.A. Vorobyev, à paraître dans Nucl. Phys. :
"Résultats Expérimentaux (p,p) et (p,p') sur les Isotopes du Nickel", G.D. Alkhazov, R. Beurtey, A. Boudard, G. Bruge, H. Catz, A. Chaumeaux, P. Couvert, J.L. Escudié, J.M. Fontaine, H. Garçon, J. Guyot, D. Legrand R. Lombard, J.C. Lugol, M. Matoba, Y. Terrien, à paraître,
Ces résultats ont été communiqués à l'auteur par G. Bruge avant publication.
35. I. Sick and J.S. Mc Carthy, Nucl. Phys. A150, 631 (1970).
36. R.F. Frosch, R. Hofstater, J.S. Mc Carthy, G.K. Nöldeke, K.J. Van Ostrum, M.R. Yerian, B.C. Clarck, R. Herman and D.G. Ravenhall, Phys. Rev. 174, 1380 (1968).
37. I. Sick, communication privée.
38. L.J. Tassie, Australian Journal of Physics, 9, 407 (1956).
39. V. Gillet and E.A. Sanderson, "The Ground State and Odd Parity Spectrum of ^{40}Ca ", Nucl. Phys. A91, 292 (1967).

40. V. Gillet, B. Giraud and M. Rho, Nucl. Phys. A103, 257 (1957). Two Quasi-Particles Excitations with Particle-Hole Core Polarization in Even-Even Single Closed Shell Nuclei, DPh-T/72/22 (non publié).

41. V. Gillet, A.M. Green and E.A. Sanderson, "Particle-Hole Excitations in ^{208}Pb ", Nucl. Phys. 88, 321 (1966).

42. F. Dautry, Thèse 3ème Cycle, Orsay (1973).

43. P.L. Hallowell et al., Phys. Rev. C7, 1396 (1973).

44. J.H. Heisenberg, I. Sick, J.R. Ficence and W.P. Trower, "Inelastic Electron Nickel Scattering", Septembre 1970, communiqué par J. Bellicard.

45. M.A. Duguay, C.K. Bockelman, T.H. Curtis and R.A. Eisenstein, Phys. Rev. 163, 1259 (1967).

46. Y. Torizuka et al., Phys. Rev. 185, 1499 (1969).

47. J. Friedrich, Nucl. Phys. A191, 118 (1972).

48. W. Czycz, L. Maximon, Annals of Physics 52, 59 (1969).

49. G.D. Alkhazov, T. Bauer, R. Bertini, L. Bimbot, O. Bing, A. Boudard, G. Bruge, H. Catz, A. Chaumeaux, P. Couvert, J.M. Fontaine, F. Hibou, J.G. Igo, J.C. Lugol, M. Matoba, à paraître.

50. E. Aslanides, T. Bauer, R. Bertini, R. Beurtey, A. Chaumeaux, H. Catz, J.M. Fontaine, R. Frascaria, D. Garreta, P. Gorodetzky, J. Guyot, F. Hibou, D. Legrand, M. Matoba, Y. Terrien, J. Thirion, Note CEA, N-1871 (1975).

51. R.F. Frosch, J.S. Mc Carthy, R.E. Rand and M.R. Yerian, Phys. Rev. 160, 874 (1967).

52. W. Czyz, L. Lesniak, Phys. Lett. B 24, 227 (1967).

53. J. Bystricky, F. Lehar et Z. Janout, "Analyse en Déphasage Nucléon-Nucléon à 340 MeV , Communiqué à l'auteur par C. Gustafson.

54. M. Giffon, Nuovo Cimento 27A, 85 (1975).

55. G. Igo, "High Energy Physics and Nuclear Structure", Santa Fe and Los Alamos - AIP New York (1975), p.63.

56. B. Tatischeff et A. Willis, Nucl. Phys. A115, 593 (1968); V. Comparat, R. Frascaria, N. Marty, M. Morlet and A. Willis, Nucl. Phys. A221, 403 (1974).

57. I. Brissaud, Y. Le Bornec, B. Tatischeff, L. Bimbot, M.K. Brussel, and G. Duhamel, Nucl. Phys. A191, 145 (1972) ;
B. Tatischeff and I. Brissaud, Nucl. Phys. A155, 89 (1970) ;

L. Bimbot, B. Tatischeff, I. Brissaud, Y. Le Bornec, N. Frascaria and A. Willis, Nucl. Phys. A210, 397 (1973).

58. V. Gillet and N. Vinh Mau, Nucl. Phys. 54, 321 (1964).